



TITLE:

コンクリート材料におけるアコースティック・エミッション特性とその発生機構に関する基礎的研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

大津, 政康

CITATION:

大津, 政康. コンクリート材料におけるアコースティック・エミッション特性とその発生機構に関する基礎的研究. 京都大学, 1983, 工学博士

ISSUE DATE:

1983-01-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r4862>

RIGHT:

新 制
工
556
京大附図

コンクリート材料におけるアコースティック・エミッ
ション特性とその発生機構に関する基礎的研究

昭和 57 年 8 月

大 津 政 康

コンクリート材料におけるアコースティック・エミッション特性とその発生機構に関する基礎的研究

昭和 57 年 8 月

大 津 政 康

原 稿 送 付 日

事 務 局

目 次

緒 論	1
第 1 部 コンクリート材料および部材の破壊過程とアコースティック・ エミッション特性に関する研究	7
第 1 章 A E の分析パラメーターと諸特性に関する考察	9
1. 1 はじめに	9
1. 2 A E 計測と分析パラメーター	10
1. 2. 1 原 理	10
1. 2. 2 検出装置	10
1. 2. 3 A E 信号の処理と分析パラメーター	13
1. 3 A E の適用分野と諸特性	15
1. 3. 1 金属材料を対象とした分野	16
1. 3. 2 岩石材料を対象とした分野	17
1. 4 本章の結論	17
第 2 章 A E の発生頻度に関する考察	19
2. 1 はじめに	19
2. 2 コンクリート部材におけるカイザー効果	21
2. 2. 1 実験概要	21
2. 2. 2 コンクリート、モルタルの圧縮荷重下でのカイザー効果に関する実験	23
2. 2. 3 鉄筋コンクリートはりのカイザー効果に関する実験	28
2. 3 コンクリート部材の破壊過程と発生頻度	33
2. 3. 1 実験概要	33
2. 3. 2 鉄筋コンクリートはりの破壊過程における A E 頻度に関する実験	36
2. 3. 3 屋外試験における鉄筋コンクリート部材の破壊過程と A E 頻度に関する実験	39
2. 4 本章の結論	44
第 3 章 A E の振幅別頻度分布に関する考察	47
3. 1 はじめに	47
3. 2 破壊の確率過程論的考察と A E の振幅別頻度分布	48
3. 2. 1 破壊の確率過程論と従来の研究	48

3.2.2	AEの振幅別頻度分布に関する理論的考察	52
3.3	コンクリート部材の破壊過程と振幅別頻度分布	54
3.3.1	実験概要	54
3.3.2	実験結果および考察	55
3.4	本章の結論	61
第4章	AEによる破壊源探査に関する考察	62
4.1	はじめに	62
4.2	破壊源探査法	62
4.2.1	破壊源探査の原理と1次近似解	62
4.2.2	破壊源位置の決定	68
4.3	破壊源探査法の精度	73
4.3.1	AE波動の検出	73
4.3.2	破壊源探査の精度の検証	76
4.4	破壊源探査法の適用例	81
4.4.1	スリットモデルにおける3チャンネルの破壊源探査	81
4.4.2	割裂試験における4チャンネルの破壊源探査	84
4.4.3	鉄筋コンクリートはりにおける4チャンネルの破壊源探査	88
4.4.4	一軸圧縮試験における5チャンネルの破壊源探査	94
4.4.5	鉄筋コンクリートはりにおける5チャンネルの破壊源探査	100
4.5	本章の結論	106
第Ⅱ部	アコースティック・エミッション波動とその発生機構に関する研究	109
第1章	AE波動の発生機構と伝達経路に関する考察	111
1.1	はじめに	111
1.2	3次元弾性体波動	112
1.2.1	弾性波動問題の積分表示式	112
1.2.2	グリーン関数	115
1.3	破壊機構と転位モデル	130
1.3.1	Knopoff-de Hoopの表示定理	130
1.3.2	転位モデルと等価な力学モデル	133
1.4	伝達経路と線形システム	137

1. 4. 1	時間領域での考察	137
1. 4. 2	周波数領域での考察	138
1. 5	本章の結論	139
第2章	A E 波動の放射形式に関する考察	141
2. 1	はじめに	141
2. 2	A E 波動の発生機構と放射形式	142
2. 2. 1	転位モデルと放射形式	142
2. 2. 2	グリーン関数を用いた無限体と半無限体の初動比較	148
2. 2. 3	破壊源探査法と放射形式	159
2. 3	A E の検出波動と放射形式	162
2. 3. 1	A E 計測システムとデータ処理	162
2. 3. 2	縦波初動の放射形式の実験的検証	164
2. 3. 3	破壊源探査と破壊機構の分類に関する実験的考察	169
2. 3. 4	転位モデルの運動学的要因の決定に関する実験的考察	174
2. 4	本章の結論	183
第3章	A E 波動の周波数特性に関する考察	185
3. 1	はじめに	185
3. 2	A E 変換子および計測系の周波数応答特性	185
3. 2. 1	圧電素子変換子の共振特性	185
3. 2. 2	A E 変換子と計測系の応答特性	191
3. 2. 3	A E 変換子の周波数応答特性の補正法	195
3. 3	コンクリート材料における A E 波動の周波数分析	202
3. 3. 1	実験概要	202
3. 3. 2	A E 波動のスペクトル特性に関する実験	206
3. 3. 3	A E 波動の非定常スペクトル特性に関する実験	210
3. 3. 4	材料の破壊過程と A E 波動の周波数特性	216
3. 4	A E 波動の周波数領域での解析	226
3. 4. 1	A E 波動の伝播特性とスペクトル	226
3. 4. 2	材料の破壊機構と A E 波動の周波数特性に関する実験的考察	227
3. 4. 3	縦波初動のスペクトル解析と距離減衰の評価	239
3. 4. 4	A E 波動の発生源スペクトルに関する実験的考察	247

3. 5	本章の結論	256
第4章	A E波動の波形解析と発生機構に関する考察	258
4. 1	はじめに	258
4. 2	擬似A E発生源より生じるA E波動	259
4. 2. 1	Lambの問題	259
4. 2. 2	Lambの実験とA E波動の解析	259
4. 2. 3	実験結果およびシミュレーション解析結果	263
4. 3	コンクリート材料の微小破壊により生じるA E波動	267
4. 3. 1	転位モデルより発生する弾性波動	267
4. 3. 2	転位モデルの実験とA E波動の解析	270
4. 3. 3	実験結果およびシミュレーション解析結果	273
4. 4	A E波動の逆合積による解析	276
4. 4. 1	A E波動の発生源関数	276
4. 4. 2	逆合積法	277
4. 4. 3	Lambの実験における発生源関数の決定に関する考察	278
4. 5	A E波動の発生機構の解明	285
4. 5. 1	A E波動と波形解析法	285
4. 5. 2	時間領域と周波数領域における解析	286
4. 5. 3	転位モデルの動力学的要因の決定に関する実験的考察	291
4. 6	本章の結論	298
結 論	300
謝 辞	307
付 録	大清水ずい道における山はね計測とその発生機構に関する考察	309
参考文献	321

緒 論

現存する様々な物体において、それらが変形あるいは破壊する際に音響を放出することは、よく知られた現象であろう。例えば、紙、木、ガラス等の破断時に聞かれる破壊音がそうである。広い意味で、このような現象およびその際に発生する波動がアコースティック・エミッション (Acoustic Emission, 以後 A E と略する) と総称される。これより、A E は、固体材料が破壊する際に、系内に蓄積されたエネルギーが急激に解放されることにより発生する過渡的、瞬間的な弾性波動現象として定義されている。定義の意味では、地震も地球規模での A E に他ならない。¹⁾

A E という言葉は、この方面の研究が、材料の破壊時における可聴音を検出することから始められたことに由来している。ただし、本論文で対象とするのは、固体材料が、主破壊以前の微小破壊の段階で発生する弾性波動現象であり、そのような段階で検出される高周波、微小振幅の弾性波動が、現在では普通、A E と呼ばれている。

A E 現象は、多くの分野で古くから研究が行われているが、歴史的には 1970 年以前の創始期ならびに啓蒙期の時期と、それ以後から現在に至る発展期に分けて考えることができる。この 1970 年以前の A E 研究について概観すれば、創始期には金属と鉱山の分野で研究が始められた。

金属を対象とした分野では、錫が双晶変形の際に発する錫鳴り (tin cry) という現象が、古くから錫細工師達により知られていた。そして、金属材料における A E は、1950 年代に Kaiser ³⁾により研究されたのが最初とされている。この研究は、Schofield ⁴⁾により受け継がれ、彼によって始めて、Acoustic Emission ²⁾という言葉が使用された。

1960 年代に至ると、宇宙開発とか原子炉関係での安全監視の要請が高まり、多くの先見的な研究 ⁵⁾がなされた。そして、ポラリス・ミサイルの耐圧試験に A E が適用されるなどして、注目をあびるようになった。その後、A E 現象を検出し、それを材料研究あるいは構造物の潜在欠陥、供用時の劣化監視に利用する技術の開発研究が活発に行われ、同時に計測法の改良が進められた。この間 ⁶⁾には、氷の A E に関する報告なども見られる。

1970 年以降には、多くの研究者が輩出するようになり、例えば、ASTM STP571 ⁷⁾には、1970 年～1972 年の間だけで 412 の文献が収録されている。それらの詳細な研究内容については後述するが、現在では、従来の既存の欠陥の有無を調べる非破壊検査法に対して、何らかの応力の加わった状態で適用する、いわば動的な非破壊検査法として、A E は位置づけられている。

我が国においても、1969 年に、高圧力技術協会 (HPI) の中に A E 委員会が設置され、「アコースティック・エミッション」という言葉の使用が決定された。この委員会は、1981 年には非破壊検査協会 (NDI) の中に設置換えされ、現在、日本での A E 研究の中心として活動を行っている。

る。

鉱山でも古くから、「山鳴り」，「山はね」(rock burst)という現象が知られていた。A E現象として検出されたのは，1938年に鉱山内での弾性波探査の実験中にObert が偶然に発見したのが最初とされている。彼は，この現象を microseismic activity と名付けたため，鉱山ではA Eと呼ばず，この言葉が使われることもある。⁸⁾⁹⁾

その後，岩石あるいは岩盤内構造物の破壊挙動の解明，破壊予知にA Eを適用することが試みられ，室内での岩石実験とか，鉱山での現場計測が行われた。これらの創始期から啓蒙期におけるA E研究で使用された計測システムは，現在のものと比較すれば，周波数帯も低く感度も悪いものであるが，Knill の文献に詳しく紹介されている。^{10), 11), 12), 13)}^{14), 15), 16), 17), 18)}¹⁹⁾

そして，岩石実験の結果より，A Eの地震学への適用という分野が派生した。それは，岩石の破壊の際のA Eの発生挙動と地震の前震一本震一余震の挙動の類似性から始められた。現在では，Scholz 理論あるいはプレート・テクトニクス理論における断層地震論の確立につれて，発震機構の実験的な解明手段として地震学の一分野を占めるに至っている。^{20), 21), 22)}²³⁾

本論文では，コンクリート材料におけるA Eを対象としているが，この分野では1959年にRüsch が破壊音を検出したことに始まる。同時期には，L'Hermitte も一軸圧縮下で発生するA Eについて研究を行い，ポアソン比あるいは載荷軸に直角方向の縦波伝播時間の変化点からA Eが発生することを報告している。コンクリートの変形および破壊に伴う内部構造の変化とA Eの発生挙動はRobinson²⁴⁾によっても研究された。また，我が国でも横道らによって，ひびわれ発生による弾性波として，加速度計を用いた計測システムでコンクリートの曲げ破壊時のA Eが検出された。その他，Wells²⁵⁾は，周波数帯が2 kHz ~ 20 kHz のA E計測システムを作成した。しかし，彼はA E計測のための周辺雑音の除去とか，雑音の少ない載荷装置の考案に多くの労力を費し，モルタルの一軸圧縮試験での検出波形を記録するに留まった。²⁶⁾²⁷⁾

この後，電子技術の発展と共に，計測装置は目覚ましい進歩をとげ，微小でかつ高周波数のA E現象が計測可能となってきた。そして，数々の分野で研究が行われ，現在は，A Eの研究分野としてはクロスオーバーの時代とも言える。

コンクリート工学の分野においても，A Eは変形とか破壊機構の解明など，材料科学分野に新しい測定法を提供するとともに，構造物やその部分の非破壊検査や健全度の推定，供用時の監視などに有力な手段となることが期待される。

以後の議論の比較のために，コンクリート分野で，これまでに試みられ現在も利用されている非破壊試験法について最近まとめられたものをTable 1に示す。表からもわかるように，この方面でのA Eの研究は少なく，その成果も乏しい。それゆえ，早急に種々のコンクリート材料および

Table 1 Non-destructive testings in concrete

種 類	分 類	測定対象物	直接測定値	間接測定値	適用範囲	利 点	欠 点	
簡易試験方法	くぎまたはボルトの引抜き コアの引抜き	一般コンクリート構造物	引 抜 力 引 抜 力	圧縮強度 引張強度	品質管理のため コンクリートの強度を推定する	強度推定精度がよい	あらかじめ装置しておく必要があり、局部的損傷をあたえる	
表面硬度方法	落下式ハンマー 手動式ハンマー 回転式ハンマー ばね式ハンマー	一般コンクリート構造物	くぼみ直径		品質管理、強度発現など	手動式以外は強度推定精度が比較的よい	くぼみ直径を正確に多数測ることは面倒である	
	シュミットハンマー	N P L M 一般コンクリート構造物 床、壁 軽微コンクリート マスコンクリート	反発硬度		品質管理、強度発現など	適用が簡便で測定値が多数えられ、強度推定精度も比較的よい	コンクリート内部の品質が判定できない	
音 響 学 的 方 法	共 振 方 法	縦 振 動	円柱供試体 はり供試体	共振周波数	動弾性係数 E_D 、 ときには対数減衰率 δ	品質管理、ときには強度の判定	はり、円柱供試体にも適用でき、供試体の寸法的制限をうける	
		たわみ振動	はり供試体 円柱供試体	共振周波数	耐薬品、凍解などの耐久係数	供試体に適用して結果は正確で、コンクリートの平均的性質を知りうる。ポアソン比がわからなくても E_D を求めうる		
		ねじり振動	はり供試体 円柱供試体	共振周波数	動せん断弾性係数、ポアソン比	広くは用いられないが、ポアソン比が必要となるとき		
音 速 方 法	方 法	超音波方法	すべての供試体、構造物のはり、柱、床はもちろん、ダムにも適用できる	超音波パルスの伝ば時間、反射波の検出、透過波の減衰状況	縦波の速度、き裂の位置あるいは床版厚さ	実験室の各種試験、現場コンクリートの強度推定、き裂の有無、深さ、コンクリートの内部分離、空洞の測定	供試体のみならず、大抵のコンクリート構造物に適用できる。コンクリート内部の品質の変化がわかる	粗面コンクリートに適用し難く、特別な準備がいる。透過波高が小さいと測定精度悪し、測定結果の正確さはある程度観測者によってきまる
		機械的打撃方法	舗装コンクリート、床、壁など	コンクリートの表面をつたわる衝撃波の伝ば時間	縦波、横波の速度	現場コンクリートの品質判定	粗面コンクリートでもよい	広い面にかざられ、比較的長い測定区間が必要である
		連続表面波	舗装コンクリートなど版	たわみ波および縦波の波長	版 レー 厚 波 速 度	表面層の動的性質の調査、コンクリート舗装版の厚さ	E_D 、 G_D も計算できる	同 上
放射線方法	γ 線 X 線	ラジオグラフィ ー透過方法	はり、壁、床など	鉄釘の太さ、位置、グラウトの空けき、コンクリート中の空けき	密 度		コンクリート内部欠陥が写真で直接知ることができる	人畜に対する遮蔽が必要である。測定に時間を要する
	中性子	中性子散乱 活性化法	同 上	カウント数	湿 分 セメント 量	多少適用例があるのみ		あらかじめ活性化する必要あり
電気的方法	誘 電 抵 抗 マイクロ波	同 上	マイクロ波の減衰	湿 分 水 分 版 厚 分 分 厚 分		多少適用例があるのみ		
AE 法		同 上 供試体	AE 割合 伝ば時間	応力履歴 AE 源	まだ実験室的である	構造的に適用できる		

構造物における AE の発生特性を調査し、基礎資料を集積することが必要であろうと考えられる。

本論文は、このような意図のもとに、コンクリート材料における AE の諸特性とその発生機構について基礎的な研究を行ったものである。

論文の構成は第Ⅰ部、第Ⅱ部の2つから成っており、その内容は模式的に Fig. 1 のように表わすことができる。以下では、AE 現象から、その発生事象に基づいて様々な分析パラメーターを抽出し、それより得られる情報を図のように分類して各項目について検討している。

この図からわかるように、本研究の他に類を見ない独創的な点は、従来の研究におけるように A

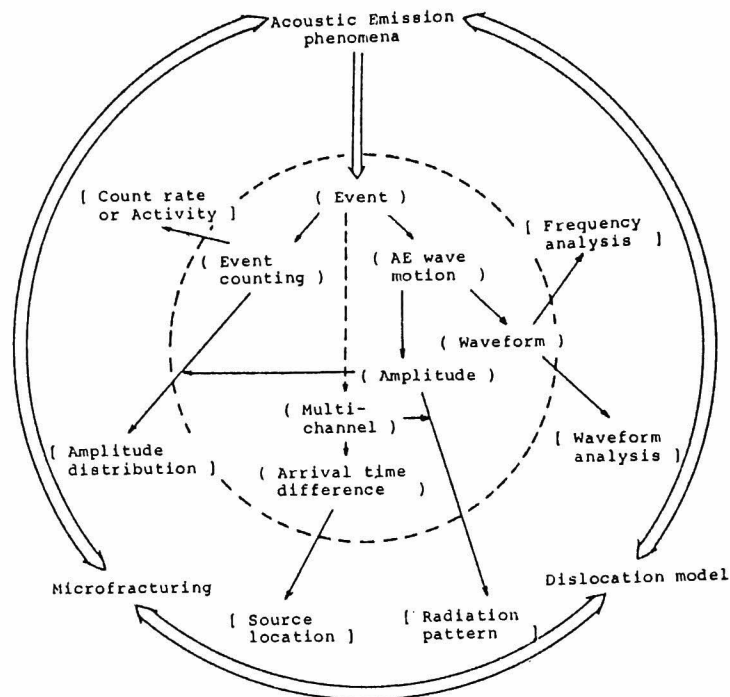


Fig. 1 Sketch of AE studies.

E現象を材料の微小破壊と対応づけるにとどまらず、さらに転位モデルと対応づけることにより、A Eの波動と発生機構の関係を理論的に考察することが挙げられよう。そこでは、A E波動を転位モデルより発生する弾性波動として理論的な記述あるいは解析を行って、A E波動自身から発生機構を解明しようと試みる。そのとき転位モデルは、微小破壊の数学的モデルとして位置づけられる。

第1部では、コンクリート材料および部材の破壊過程とA E特性について研究した結果を述べる。内容としては、Fig. 1の左半分に相当する。

第1章では、本論文の導入部として、図の破線円内に示したA Eの分析パラメーターに関する検討を行い、コンクリート分野以外での従来の研究について概略を述べる。

第2章では、コンクリート材料および部材の破壊過程におけるA Eの発生頻度について考察し、カイザー効果および現場計測への可能性も含めて検討した結果を述べる。

第3章では、A Eの振幅に関連して、地震学の分野では規模別頻度分布と呼ばれるA Eの振幅分布を理論的に考察する。そして、コンクリート材料の破壊過程との関係について検討を加える。

第4章では、非破壊試験という面からも非常に重要な破壊源探査法について基礎的な研究を行う

そして、開発した破壊源探査の計測システムおよび手法について述べ、その適用例について検討する。

第Ⅱ部では、コンクリート材料におけるA E波動と発生機構について、Fig. 1の右半分に示されているように転位モデルを導入し、考察を行う。

第1章では、弾性波動問題について略述し、解の表示式を考察した後、A Eの発生機構としての転位モデルに関して検討を加える。さらに、波形解析を行う際に鍵となるA Eの伝達経路を明らかにする。

第2章では、A E波動を転位モデルより発生する弾性波動と考えた場合に、簡単に導びかれる波動の一特性、放射形式について考察する。そして、これを破壊源探査法に応用した結果を述べる。

第3章では、A Eの分析パラメーターとして波動の周波数分析について考察する。さらに、A E波動のスペクトル特性の分析を周波数領域における波形解析法として位置づけ、発生機構を解明する可能性について手法も含めて検討する。

第4章では、転位モデル論に基づいたA E波動のシミュレーション解析および逆合積などによる波形解析法について考察する。このように、A E波動を弾性波動論によって定量的に把握する試みを行い、A Eの発生機構を決定論的に検討する。

以上のような各章での考察によって、本論文で得られた結果および新しい知見については、結論において総括して述べる。

また、本論文の主題からは外れるが、コンクリート工学の分野以外でのA Eの応用例として、上越新幹線大清水ずい道工事現場で行った山はね計測の結果を付録において報告する。

第Ⅰ部 コンクリート材料および部材の破壊過程と
アコースティック・エミッション特性に関
する研究

第 1 章 A E の分析パラメーターと諸特性に関する考察

1. 1 はじめに

A E の研究において、1970 年から現在に至る期間は、緒論で述べた 1960 年代の啓蒙期に励起された研究が、非破壊検査の 1 方法として確立しようという明確な目的に向って進み始めた時期と言えよう。この間に、A S T M で始めて A E の講演会が開催され、その後も引き続いて講演会が開かれたが、主な目的は、A E を非破壊検査に適用するための基礎的な資料収集を行うことにあったと言える。

我が国でも、前述の H P I , N D I が中心となり、1972 年から主に金属分野を対象として始められた A E シンポジウムが隔年に開催されており、さらに 1977 年からは、他の分野までも含めた A E 国内総合コンファレンスが開かれている。そして、現在では、電解コンデンサーの電圧破壊、発光ダイオードの通電劣化、強磁性材料の磁化過程、ガラスのクラック進展などにおける A E の報告も見られるようになった。

このような研究において、A E 現象は、材料とか構造物の変形、破壊過程の時々刻々に対応した非常に多種多様な情報を内蔵していることが明らかになっている。そこで、これを分析し、諸特性を解明することによって、材料試験、非破壊検査、構造物の総合安全性の評価など多方面に比較的簡便に応用することが期待される。

しかし、A E 現象の計測は、対象物ならびに計測装置との関連においてとらえなければならず、個々の場合に依じて最も適した方法を見い出すことが必要であろう。それには、対象物の全般的な特性を知ると同時に、A E に関してできる限り詳細なデータを集積することが必要となる。そのようなデータに基づいて、初めて最も適した試験法が確立されようし、また、対象物の破壊過程の解明、健全度の診断、欠陥箇所の指摘なども可能となるであろう。現段階では、対象物の特性を反映している A E 特性をどれだけ適確に求めるかが鍵である。

本論文は、このような意図のもとに、コンクリート材料の A E 特性について基礎的研究を行ったものである。本章は、その導入部として、A E の研究における現況を概観し、次章以後の諸研究の位置づけを明確にすることを意図している。前半部では、A E の原理と計測システムおよびそれより得られる分析パラメーターについて検討する。そして、後半部では、A E のコンクリート以外の分野での研究を中心に、A E の諸特性とか一般的な適用例について述べることにする。

1.2 AE計測と分析パラメーター

1.2.1 原理

AEは原理的には、Fig. I. 1.1に示すような装置で検出される。供試体内で生じた弾体波は

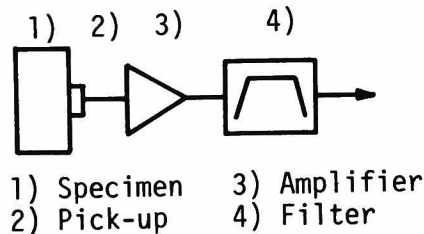


Fig. I.1.1 Fundamental system for monitoring AE.

系内を伝播し、その境界で検出器（変換子）により電気信号（電流、電圧）に変換される。その信号は増幅され、フィルターを通過後、種々の処理機器に転送される。

こうして1つのAE現象が発生すると、それに対応したAE信号が検出されるが、検出波は、縦波、横波、表面波および境界での種々の反射波、さらに材料の内部構造に起因する消散とか幾何学的な原因による攪乱などが重なり非常に複雑なものとなる。また、AE信号は、計測装置の周波数応答特性とか変換子の装着の影響を受けることに注意する必要もある。しかしながら、AEが材料の変形、破壊過程の時々刻々のあらゆる情報を内蔵していることに違いはなく、如何にしてAE信号から必要な情報を取り出すかが問題となるであろう。

このようなAE信号の検出にあたり、はばわっていることは、周波数帯は数 kHz ～数 MHz、検出電圧は数 μV ～数 V ということである。また、AEの波形に関連して、コンクリート材料におけるAE波動の特徴的な様相として、非常に減衰が早く1現象の継続時間は数 msec 以内である⁴³⁾ということが知られている。

ただし、検出される電圧の下限値および周波数帯は、一般には、検出装置のS/N比とか周辺雑音などにより決定されることが多い。

1.2.2 検出装置

前項で述べたように、AE現象の検出に際して必須な装置は、変換子と増幅器とフィルターである。このような機器構成は、他の多くの計測装置および一般の音響機器においてありふれたものである。ところが、AE現象は非常に高い周波数成分を持った微小振幅かつ瞬間的な現象である。そ

れゆえ、A E 検出のためには、これらの機器において幾つかの特性が必要となる。ここでは、それについて略述する。

A E の変換子としては、原則的にはできる限り広い周波数帯において一様な応答を示し、かつ高感度であることが望ましい。

非破壊試験という実用的な意味からは、材料の A E の発生特性および破壊過程に最も感応度の高い周波数帯域で計測することが必要と思われるが、現段階ではそれは定量化されておらず、そのため広い周波数帯域についての検討が必要である。

ところが、現在のところ、このような広い周波数帯域で定量的に評価された変換子はまだ無い。そのため、高周波数成分の検出可能な変換子として、水晶、チタン酸バリウム、P Z T などの圧電材料を利用したものが用いられている。この場合、変換子の特性は不明な点が多く、検出されたデータにかなりの影響を与えることが予想される。それについては、第 II 部第 3 章において詳細に検討する。

金属関係では、A E 変換子の共振周波数付近の最も感度の良い周波数帯域を利用していることが多いが、⁴⁴⁾ 波形に関する情報を得ようとする場合には、変換子の応答特性の平坦な部分を利用するのが望ましい。なお、検出波形は、発生源から変換子への波動伝播経路の幾何学的な関係によっても異なることに注意すべきである。それについては、第 I 部第 4 章で述べる。さらに、理論的には第 II 部を参照されたい。

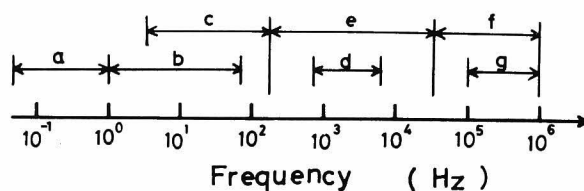
A E 信号は、可能な限り微弱なものまでも検出することが望ましい。実際には計測装置の S/N 比、周辺雑音などのため、数 μV 程度のものが市販されている検出装置で取り出しうる限界である。本研究の計測では、前置増幅器、主増幅器により、60 dB (1000 倍) 程度増幅している。

圧電素子から成る変換子では、検出点での機械的な振動が電気信号に変換される回路において、⁴⁵⁾ 波動ができる限り正確に変換されるために、入力インピーダンスの高い増幅器が必要である。前置増幅器は、この目的で使用される。また、増幅器は、大振幅、高エネルギーの現象に対しても計測振幅が飽和しないように、ダイナミックレンジを大きく取ることも必要である。

計測の際には、周辺雑音はできる限り除去することが望ましい。接地を良くすることは当然として、その他、適切にフィルターを用いることが必要となる。

検出される周波数帯は、変換子のお話においてもふれたように A E 計測の大きな要因であり、周波数分析とかエネルギーの評価などにも大きく影響する。⁴⁶⁾ ここで、現在までに研究されている周波数帯を概略的に示せば、⁴⁷⁾ Fig. I.1.2 のようである。本論文では、図では f に分類される周波数帯を対象としている。

検出される周波数帯により、A E 波形は相当に変化することにも注意する必要がある。例として、



- | | |
|---|-------------------------------|
| a. Earthquake studies | b. Exploration seismology |
| c. Micro-earthquake studies | d. Early AE lab/field |
| e. More recent AE lab/field studies on geologic materials | studies on geologic materials |
| f. Limited AE studies on geologic materials | |
| g. AE studies on metallic materials | |

Fig.I.1.2 Frequency range of various types of AE studies.

Fig. I. 1.3 は、共振周波数が約 1 MHz の P Z T-7 圧電素子の変換子（後述の A E 変換子 900 B A-8 D）を用いて、モルタル供試体の一軸圧縮試験で検出された同一の A E 現象の波形をフ

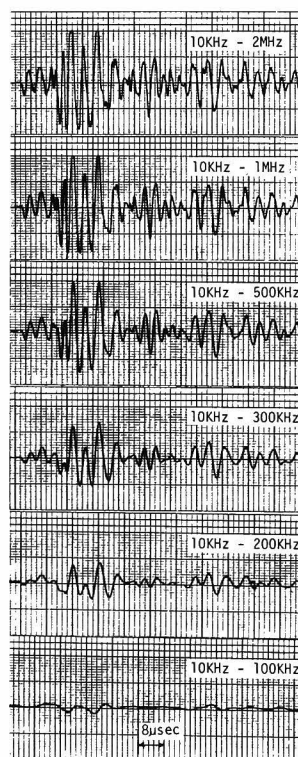


Fig.I.1.3 AE signals. The same signal is recorded with different frequency bands.

ルター幅を変えて再生記録したものである。この結果に基づいて、原波形を比較的忠実に再現し、縦波初動も明確で周辺雑音に妨げられない周波数帯ということを念頭において、後述の実験では主として、10 kHz ～ 300 kHz の周波数帯を採用している。

A Eの検出に際しては、ここで述べた装置の感度、S/N比、周波数応答特性などの計測装置上の問題の他に、対象物の寸法、形状、材料の均一度、ゼイ性度、異方性、強度、履歴、材料内の弾性波の減衰特性などの実験上の問題についても十分な配慮が必要である。

1.2.3 A E信号の処理と分析パラメーター

材料の破壊過程ではその内部構造の変化に伴い、種々の場所から種々の時間間隔でA E現象が生じる。そのとき得られるA Eの情報としては、次のようなものが考えられる。

- a) 個々の波形の特徴である振幅、周波数、エネルギー量など。
- b) 材料の破壊過程においてA Eの発生する個数（発生頻度）およびa)の発生状況、分布、さらに時々刻々と発生する現象の時間間隔など。
- c) 複数個の検出装置を用いる場合の各信号の到達時間差、位相および個々の検出系より得られるa), b)の情報との相関性など。

以上のようなA Eの様々な情報とコンクリート材料の変形、破壊過程および構造物の破損あるいは健全度との関係が、本研究の対象とするところである。

これらの情報は、計測系の処理機器により幾つかの分析パラメータとして処理^{47), 48)}されている。以下では、その処理の方法と各パラメーターについて略述し、本論文で対象とした分析パラメーターの概略にふれることにする。これには、緒論のFig. 1をも参照されたい。

(1) 発生頻度

A Eの発生頻度（activity）は、単位時間当りの発生率（count rate）あるいは発生総数（total count）として、材料の破壊過程および構造物の健全度の指標に、最も広く用いられているパラメーターである。その処理には、次のような方法が一般的にとられている。

- a) リングダウン計数法：検出波形の振幅が、ある閾値を越える回数を全て計数する方法。信号波形の振幅が大きく、波動の減衰が遅く、高周波数成分が多い程、1現象を幾つにも計数することになる。しかし、金属材料の塑性変形時には、連続型と呼ばれる微小なA Eが連続的に発生することが知られており、そのような場合には、本方式によらねばならない。
- b) 事象計数法：入力信号の振幅がある閾値を越えると、1パルス発生し、その後一定の不感時間を設定する方式と、信号波形を包絡線検波することにより計数する方式がある。この方式は、A Eの1現象を1個と計数することを狙ったもので、しばしばクラックと対応づけられる突発形の

A Eの計数に適している。

これらの計数方式を概念的に図に示せば、Fig. I.1.4 のようになる。

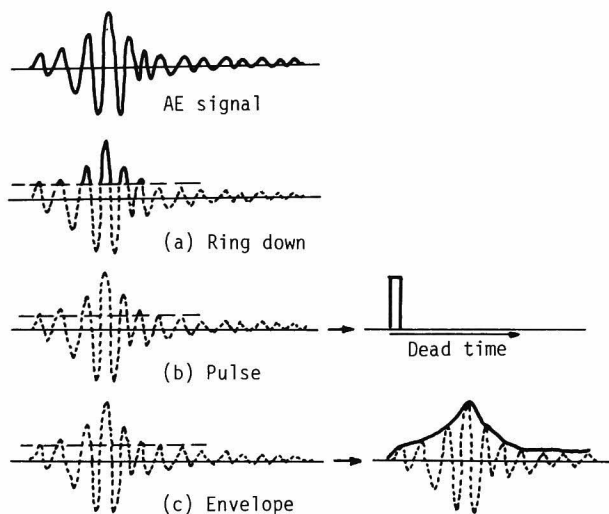


Fig.I.1.4 Methods of AE counting.

Fig. I. 1. 3からもわかるように、コンクリート材料から発生するA E現象は、継続時間が数 msec 以内の減衰の非常に早い突発形であることが確められたため、本研究では、1 msec を標準とした不感時間を設けて計数する方式を採用した。これに関する諸研究は、第 I 部第 2 章において報告する。

(2) 振幅の規模別頻度分布

A Eの振幅—頻度分布を求めることは、材料の内部構造の変化を推定したり、地震の規模別頻度分布 (magnitude—frequency relation) と関連した情報として注目されている。これには、上述の事象計数の閾値を何段にも設定し、各振幅レベルでの頻度の計数を行う波高分析器が必要となる。これを使用した実験の結果に関しては、振幅分布における勾配 (b 値と呼ばれる) の物理的意義についての考察も含めて第 I 部第 3 章で検討を行う。

(3) エネルギー

A E信号を現象毎に電気回路において積分あるいは平均化することにより、実効値電圧、平均値電圧として検出することも行われている。これは、A Eのエネルギーに対応するパラメーターと考

えられているが、周波数に関する考慮もなされておらず、まだ、定量的な評価は与えられていない。¹³⁾
むしろ、最近ではリングダウン計数法に代る発生頻度の計量法として考えられている。⁵⁰⁾

A E 変換子の変換率の問題とか波動の伝播特性を考慮すれば、A E のエネルギーは単に A E 波形の振幅から得られるパラメーターとしてではなく、発生源での放出エネルギーと対応づけて求められるべきと考えられる。それは、発生機構の解明に関係しており、波形分析などにより行われなくてはならないであろう。

したがって、本論文では、A E の分析パラメーターとしてエネルギーを論じることは行わない。

(4) 破壊源探査

数個の検出器によって同一の A E 現象を検出すれば、各検出器の設置箇所により到達時刻の異なる A E 波形が得られる。その同時記録によって到達時間差が得られ、破壊源の位置を決定することが可能である。それについては、第 I 部第 4 章で詳しく述べる。また、同時記録された波形の初動の向きと大きさに留意すると発生機構に関連した情報を得ることができる。それは、第 II 部第 2 章において検討する。

(5) 波形と周波数分析

A E 波形の周波数分析は、単なるパラメーターとしてだけでなく、発生機構の解明、さらに、計測装置の設計という面において重要である。周波数分析としてスペクトル・アナライザーなどを使用した研究も報告されているが、A E 波の検出経路を考えれば、周波数成分には検出される供試体および計測系の共振特性、材料の減衰特性などが複雑に絡み合っていることを考慮しなければならないであろう。それゆえ、供試体の形成する振動系および計測装置の周波数応答特性について検討を行い、それらの補正法を考察することが必要である。

本研究では、周波数分析を A E の分析パラメーターの 1 つとして、材料の破壊過程との関係を考察するのみならず、発生機構を解明する 1 方法として位置づける。そこで、A E の諸特性を取り扱った第 I 部ではなく、A E 波動と発生機構の関係を論じた第 II 部の第 3 章においてこれを検討する。

また、A E 波動の初動の部分は、破壊源で生じた A E の発生機構に直接関係した情報を含む重要な部分であることが、以後明らかになる。これに関しては、第 II 部第 4 章で詳しく取り扱う。

なお、最近では、上述のような各パラメーターを、目的に応じて検出から処理を行う一連の機器を組み込んだ多チャンネル計測システムも開発使用されている。^{51), 52), 53)}

1.3 A E の適用分野と諸特性

前節において、A E の情報から処理される分析パラメーターが明らかになった。緒論および本章の始めに述べたような多くの分野における研究は、全てこのような分析パラメーターを用いて行わ

れている。本論文では、コンクリート分野を対象としているが、A Eはすでに多方面に適用されている。そこで、本節では、それらについて概観する。

前述のように、A Eの適用分野として、最も早くから注目されたのは、鉱山を中心とする岩石を対象とした分野である。そして、啓蒙期において大きな役割を果たしたのは、金属を対象とした分野である。そのため、現在でもこの2つの分野が、A E研究の主流を占めていると言っても過言ではない。

以下では、それらの分野でのA E研究の現況を述べる。

1. 3. 1 金属材料を対象とした分野

金属を対象とした分野では、A Eは他の非破壊検査を補う1検査法として既に確立されつつあり、^{7), 32), 54)}
A S M Eではコード作りなどが始められている。³¹⁾

そして、現在までのところでの主な適用例は、次のように分類されている。⁵⁵⁾

- a) 材料試験
- b) 稼動前の証明試験
- c) 供用時の安全審査
- d) 稼動中の連続監視
- e) 溶接の品質管理
- f) 漏出と損傷の監視

ここで、f)の漏出および損傷の監視は、最近この分野でA Eの範疇に入れられるようになったもので、元来の定義のA Eとは異なる。これには、パイプラインシステムでの輸送媒体の漏出部の検出、原子炉施設などでの容器内部に閉じ込められた欠陥部品の検出、施盤などでの研磨音の分析による刃先の損傷度の決定などが含まれる。

材料試験に関しては、^{56), 57)} 疲労試験、⁵⁸⁾ 破壊靱性試験などが主に行われているが、^{59), 60), 61)} ほとんどの研究が発生頻度によってなされている。また、発生機構に関係した研究において、⁶²⁾ 振幅分布が研究されている。⁶³⁾

周波数分析に関しては、この分野では古くから変換子の最も感度の良い共振周波数付近の周波数帯でA Eを検出していた。そのため、A Eの周波数成分を調べることは、変換子の周波数特性を見ることになるので、これまでは、ほとんど検討されなかった。ごく最近になって、広周波数帯域を持つ変換子を使用してA Eの周波数分析の研究が行われ始めている。⁶³⁾

種々の構造物あるいは製品の検査、品質管理には多くの適用例がすでに報告されており、⁵⁵⁾ その範囲は、石油およびガスタンク、原子炉などの圧力容器から航空機、鋼橋へと、現在も広がりつつあ

る。このような計測には、欠陥部の検出のための破壊源探査と破壊の進行状況を把握するための発生頻度が、主として用いられている。

1.3.2 岩石材料を対象とした分野

コンクリート材料もその機械的、力学的な挙動からは、岩質材料(常温、低拘束圧下でゼイ性的な破壊特性を示す材料⁶⁴⁾)に含まれる。

それゆえ、岩石材料と分けて考える必要はないであろう。しかし、本論文の以後の章では、この分野の研究にほとんどふれることがないため、ここで簡単に述べる。

岩質材料の圧縮破壊時における A E の発生頻度の挙動は、古くから三軸試験などによって研究されており、体積ひずみ^{66), 67)}、クリープひずみ⁶⁸⁾との相関性が知られている。この他に、粘性土、砂質土^{69), 70)}、⁷¹⁾、⁷²⁾などの土の変形挙動と A E 頻度の関係も報告されている。

次に、現場への適用は、前述のように鉱山において A E が発見されたことにより、かなり古くから行われており、さらに数々の新しい計画も発表されている。そして、鉱山はもとより、地盤沈下⁷³⁾、⁷⁴⁾、⁷⁵⁾、⁷⁶⁾、斜面の安定および地すべり⁷⁷⁾、アースダム⁷⁸⁾、静水圧破碎⁷⁹⁾などへ適用されている。

これらの研究においても、主に使用されているのは発生頻度と破壊源探査法であり、鉱山での非常に大規模な領域に対する計測システム⁹⁾などの報告も見られる。また、最近では、地下備蓄のための岩盤掘削とか雪崩に対する応用例⁸⁰⁾も見られる。

1.4 本章の結論

以上、本章では A E 研究の現況を概観し、次章以後の諸研究の位置づけを行った。

前半部では、まず A E の原理と検出装置について説明し、それより得られる分析パラメーターを検討した。

計測システムに関しては、本研究では A E 変換子として P Z T 圧電素子を用い、全検出系の増幅率は、前置増幅器、主増幅器を併せて 60 dB、周波数域は主として、10 kHz ~ 300 kHz の帯域を採用することにした。

分析パラメーターについては、発生頻度、振幅の規模別頻度分布、破壊源探査をとりあげ、第 I 部の各章で詳しく検討することを示した。ここで、A E のエネルギーに関しては、計測系の不備および本来の定義の不明確さにより、これまで行われてきた方法ではエネルギーを検討しないことを述べた。

さらに、第 II 部では、従来、ほとんど研究されていない A E の波形と周波数分析について、弾性波動論の立場から検討することを示した。

後半部では、AEのコンクリート分野以外での研究例として、金属材料を対象とした分野と岩石材料を対象とした分野におけるAEの適用例について略述した。

その結果、現在、様々な分野で実用段階に達していると考えられる分析パラメーターは、本論文の第Ⅰ部に述べる部分に対応することが示された。そして、第Ⅱ部において考察するAE波動とその発生機構に関しては、まだ、ほとんど研究がなされていないことが明らかになった。したがって、本論文ではコンクリート材料のみに関して考察しているが、第Ⅱ部の成果は、逆に、本章の後半部⁸¹⁾でふれた他分野の研究に貢献するところは少なくないと考えられる。

第2章 AEの発生頻度に関する考察⁸²⁾

2.1 はじめに

前章において紹介したように、AEの発生頻度は、材料内部の微小破壊を1対1に取り出すことにより破壊過程を追跡しうるものとして、重要なパラメーターとなっている。

例えば、一軸圧縮下での応力-ひずみ-AE頻度の関係は、コンクリート分野でも、その変形、破壊に伴う内部構造の変化に関係して古くから研究されており、それが岩石材料と全く同様な挙動を示すことも確められている。^{66), 67)}

その例として、次節の実験で使用するコンクリート供試体の予備実験より得られた結果をFig. I. 2.1 に示す。図から、AEは初期の頻発の後、定常的に発生し、体積ひずみあるいはポアソン比

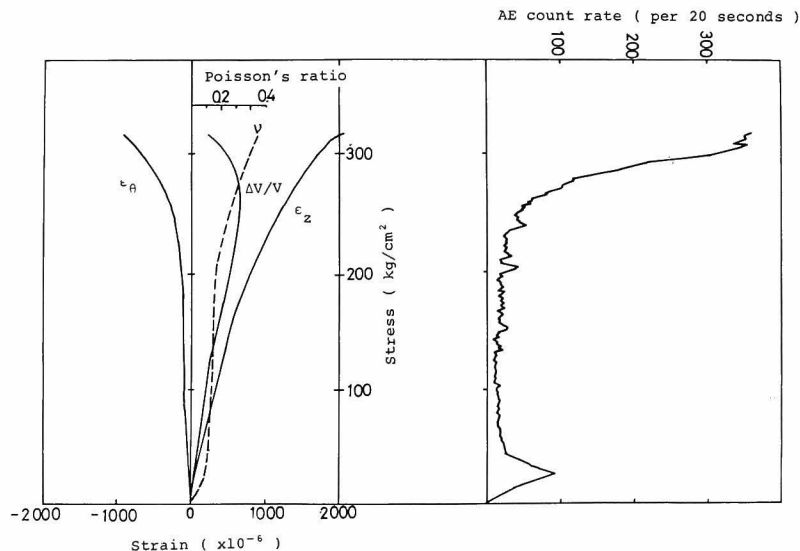


Fig.I.2.1 AE count rate and stress-strain relation during the uniaxial compression test of concrete.

が直線から変化し始めるあたりから再び活発に発生するようになり、体積ひずみのピークを過ぎたあたりから急激に加速度的に発生して破壊に至るのが見られる。この結果は、L' Hermitte²⁵⁾, Robinson²⁶⁾らの低感度、低周波数域での結果とも定性的には一致している。また、その载荷の初期の頻発に関しては、岩石を対象とした分野では既存のクラックの閉塞によって生じるという報

⁶⁶⁾ 告もあるが、筆者の経験によれば載荷端面の影響であると考えられる。このことは、後述の第Ⅰ部第4章の破壊源探査によっても確められる。

コンクリート材料の圧縮破壊時でのA Eの発生挙動に関しては、その配合、強度、養生、含水量などの影響も考えられる。それについては定性的ではあるが、報告された例もある。⁸³⁾

A Eの発生頻度に関係した重要なA Eの特性は、繰り返し荷重下で現われる。金属分野におけるA Eの創始者でもあるKaiser は、繰り返し荷重履歴を受けた材料が、過去の最大履歴荷重に達するまではA Eをほとんど発生しない、という非可逆現象を発見した。⁴⁾ 彼は、この現象を用いて金属片の引張試験の最大履歴応力を判定し、少数の例外を除いて±1%の誤差でその値を求めた。このことより、現在では、この現象はカイザー効果と呼ばれている。

そして、前述のRüsch²⁴⁾は、このカイザー効果が、コンクリート材料でも見られること、最大耐力の70%～80%の荷重履歴までしか現われないことを発見した。

⁸⁴⁾ Goodman は、これらの研究を基にして、岩石におけるA Eの発生頻度と繰り返し荷重履歴の関係に関する実験を行い、結果を次のような3つの荷重レベルに分類した。

- 1) 繰り返しの荷重履歴により、A Eの発生頻度が消滅する荷重レベル
- 2) 同様なA Eが定常的に発生する荷重レベル
- 3) 同様なA Eが漸増的に発生する荷重レベル

したがって、岩石材料でのカイザー効果は、上の1)に分類された荷重レベルでの現象ということになるが、彼は1)の荷重レベルで消滅したA E頻度は時間とともに回復すると報告している。

このようなカイザー効果に関しては、最近では、地圧推定に利用した報告とか、⁸⁵⁾ 時間履歴以外の含水量の履歴の影響についての報告も見られる。⁸⁶⁾

これは、最大履歴応力の決定あるいは履歴を考慮した現時点での構造物の安全性の検討などに利用し得るものであろう。しかしながら、この現象についての実験結果は乏しく、その機構についての解明もなされていないのが現状である。また、カイザー効果の存在性あるいは有用性に関しては、⁸⁰⁾ 疑問も投げかけられている。そこで、本章では次節において、コンクリート、モルタルの圧縮荷重下でのA Eのカイザー効果を履歴荷重の大きさ、方向、履歴後の時間経過などについて実験的に検討する。さらに、鉄筋コンクリートはりの曲げ試験でのカイザー効果についても考察する。

また、構造物の破壊過程におけるA Eの発生頻度の特性に関するデータは、鉄筋コンクリートにおける鉄筋との付着切れの検出に適用された例が見られる程度で、まだ皆無といってよい。それゆえ本章の後半部においては、鉄筋コンクリートはりの破壊過程におけるA Eの発生頻度の特性を調べ、さらに実際の構造物への応用という立場から、屋外でのモデル実験および実物試験を行った結果について述べることにする。⁸⁷⁾

2.2 コンクリート部材におけるカイザー効果

2.2.1 実験概要

(1) 計測装置

本実験において使用したAE計測装置のブロックダイアグラムをFig. I.2.2に示す。図で弁別

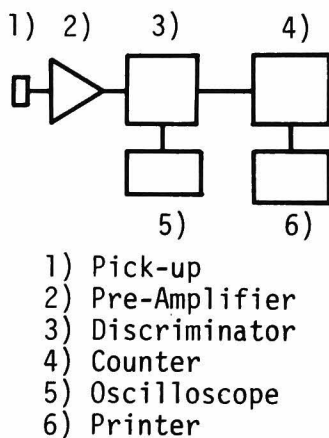


Fig.I.2.2 System block diagram for AE measurement.

器（ディスクリミネイター）とは、フィルターと主増幅器を備えた機器であり、さらに前章で述べた閾値（ディスクリレベル）を設けた不感時間方式による事象計数のパルス出力の機能を持っている。それぞれの機器の詳細については、第II部第2章において述べられる。検出子（AE変換子）としては、P Z T圧電素子 900 B A - 8 D（ $\phi 8 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ ，厚み共振周波数，約 900 kHz ，村田製作所製）を用いた。パルス出力によりカウンターで計数される発生頻度は，10秒あるいは20秒毎の発生率（カウントレート）としてプリンターにより自動筆記させ，オシロスコープは波形および雑音レベルの確認に使用した。

(2) 供試体

圧縮荷重下のカイザー効果の実験に用いた供試体は， $\phi 10 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ の一軸圧縮用供試体と， $10.5 \text{ cm} \times 10.5 \text{ cm} \times 10.5 \text{ cm}$ の三軸圧縮試験用供試体である。それらは，それぞれ，細骨材として豊浦標準砂を用いたモルタル（水：セメント：砂＝0.6：1.0：2.0）とコンクリート（水：セメント：砂：粗骨材＝0.64：1.0：2.0：4.0，骨材最大寸法 15 mm ）とから成っている。

また，鉄筋コンクリートはりにおけるカイザー効果を調べる目的で作製した供試体は，水：セメント：砂：粗骨材＝0.44：1.0：1.99：1.51のコンクリートはり(C)，同配合で鉄筋D10を用いた

単鉄筋コンクリートはり（RC），水：セメント：砂＝0.6：1.0：2.0の配合の単鉄筋モルタルはり（RM）および鉄筋（D13）2本を用いた水：セメント：砂：粗骨材＝0.5：1.0：3.61：5.73の鉄筋コンクリートはり（NRC），鋼繊維を容積で2パーセント混入した水：セメント：砂：粗骨材＝0.42：1.0：4.37：4.37の鋼繊維補強鉄筋コンクリートはり（FRC）の5種類である。以下では，それらを記号でRCなどと呼ぶことにするが，その形状の概要は，Table I. 2. 1 に

Table I.2.1 Size of model specimens.

	Size (cm)	Steel
RC	10 x 10 x 40 (d = 8)	D 10
RM	10 x 10 x 40 (d = 8)	D 10
C	10 x 10 x 40	—
NRC	10 x 20 x 170 (d = 17)	2 D 13
FRC	10 x 20 x 170 (d = 17)	2 D 13

示す。表中のdは，はり上面からの鉄筋深さを示すものであり，NRC，FRCには， $\phi 6$ mmの伸線をスターラップとして20 cmピッチで使用している。その配筋図は，Fig. I. 2. 3に示す。

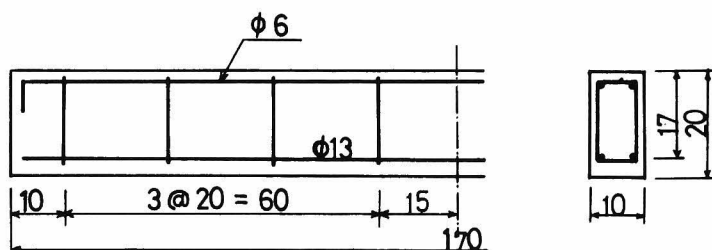


Fig. I.2.3 Sketch of NRC and FRC specimens.

(3) 実験方法

圧縮試験では，一軸圧縮の他に，三軸万能試験装置により載荷方向に関する実験も行った。鉄筋コンクリートはり⁶⁴⁾は，全て2点載荷の曲げ試験を行った。C，RC，RM供試体については，スパン長30 cm（載荷間隔10 cm），NRC，FRC供試体については，スパン長120 cm（載荷間隔20 cm）の対称載荷による。

AE計測に際しては，AE変換子は，全て供試体の中央部に直接に接着した。そして，Fig. I. 2. 2に示した前置増幅器，弁別器で合わせて60 dB増幅し，圧縮試験では10 kHz～300 kHz

の周波数帯でディスクリレベル 100 mV を越える AE 現象を検出した。また、鉄筋コンクリートはりの実験では、ディスクリレベルは 60 mV に設定し、雑音レベルと高周波数成分の距離減衰を考慮して、C, RC, RM では 100 kHz ～ 1 MHz, NRC, FRC では 100 kHz ～ 300 kHz の周波数帯域の AE を計数した。

2.2.2 コンクリート、モルタルの圧縮荷重下でのカイザー効果に関する実験

モルタル、コンクリート一軸圧縮用供試体の漸増繰り返し圧縮試験における結果を Fig. I. 2. 4, Fig. I. 2. 5 に示す。図中の AE の発生頻度は、20 秒毎のカウントレートを負荷時のみについて

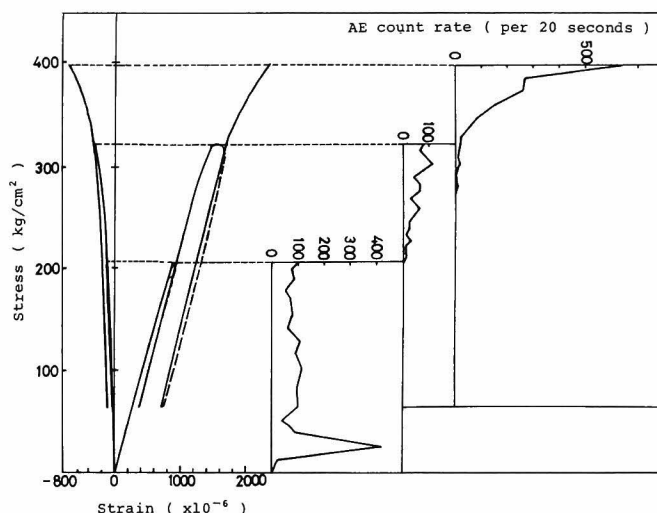


Fig.I.2.4 AE count rate during the uniaxial cyclic loading test
of mortar.

プロットしたものである。実験を通して、除荷時に ~~AE は~~ AE はほとんどなかったため、図には示さなかった。また、載荷の際の端面の影響を除くために、図よりわかるように除荷時には荷重を 0 まで戻していない。Fig. I. 2. 4 を見れば、1 回目の載荷履歴（終局荷重の約 50 %）に対しては、残留ひずみも大きくはなく、次の載荷サイクルでは、ここまで AE は発生せず、カイザー効果がよく現われている。次の載荷履歴（終局荷重の約 80 %）では、縦、横ひずみがともに線形から外れ始め、除荷時には、残留ひずみが大きくなっている。特に、横ひずみの残留ひずみの増加は顕著である。

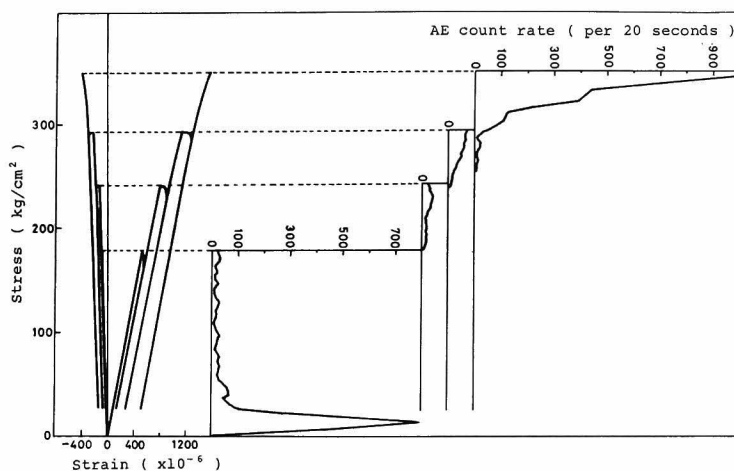


Fig.I.2.5 AE count rate during the uniaxial cyclic loading test of concrete.

そして、3回目の負荷時には、このひずみが線形から外れたあたり（終局破壊荷重の約70%）よりAEは発生し始めている。

Fig. 1.2.5の応力ひずみ曲線を見れば、終局破壊荷重の約70%の載荷履歴までに縦、横方向ともかなりの残留ひずみが生じているのがわかる。しかし、次の負荷サイクルでは、その荷重値を越えるまでAEはほとんど発生していない。これより、モルタル、コンクリート供試体ともに、終局破壊荷重の約70%程度、あるいはひずみの線形限界までの載荷履歴に対してはカイザー効果の現われることが確められた。このカイザー効果の発現する限界は、前述の予備実験において得られた一軸圧縮下でのAEの高頻度発生領域とも対応している。したがって、カイザー効果とは、材料が負荷に対して線形弾性体的な挙動を示し、内部構造として安定した状態での現象であると理解される。

次に、カイザー効果の方向依存性を検討するために、二軸圧縮試験を行った。実験では、モルタル、コンクリートの立方体供試体を三軸圧縮試験装置により、まず縦方向に所定の荷重値まで負荷後、2 tonまで除荷し、次に横方向に同様な載荷、除荷を行った。以後、順次交互に漸増繰り返し載荷をし、3回づつの載荷、除荷が終って後、縦方向に終局破壊まで載荷した。

実験結果をFig. I.2.6, Fig. I.2.7に示す。図で縦軸は20秒毎のAEのカウントレート、横

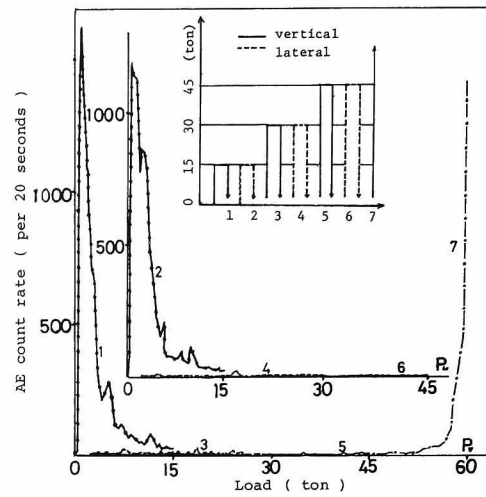


Fig.I.2.6 Relation between loading cycle and AE count rate in the biaxial compression test of mortar.

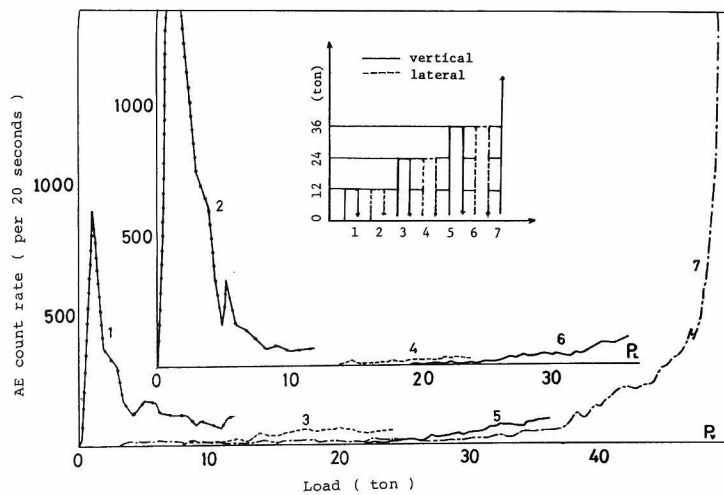


Fig.I.2.7 Relation between loading cycle and AE count rate in the biaxial compression test of concrete.

軸は荷重を表わしている。また、それぞれ載荷順序と方向も図に示した。Fig. I. 2. 6によれば、モルタル供試体では初期の端面の影響による発生を除けば、全体的にA Eの発生頻度が多くないためカイザー効果は不明瞭である。しかし、載荷履歴の方向性の影響は見られる。図の番号1の載荷に関して、次の段階で最大履歴荷重までA Eが発生しないのは、それと同方向に負荷した3の載荷時であり、2の載荷に対しては、A Eは発生している。そして、載荷方向の一致している3、5、7および2、4、6の載荷に対して、それぞれにカイザー効果が見られる。したがって、この実験の荷重レベルでは、ある方向の載荷により供試体内部に発生したクラックは、それと直角方向の載荷に対しては全く独立しており、その成長は促進されないと考えられる。

Fig. I. 2. 7では、コンクリート供試体における載荷履歴の方向依存性がよくわかる。モルタル供試体よりも明瞭に、1の方向の載荷に対しては3、5、2の方向の載荷に対しては4、6と、それぞれの次の負荷時には最大履歴荷重までA Eはほとんど発生していない。

これらの結果は、カイザー効果が供試体内に発生したクラック系に依存していることを示唆している。したがって、カイザー効果は、履歴の方向まで含めた荷重履歴に対する非可逆現象と言うことができる。

以上の結果によれば、A Eのカイザー効果を利用して岩石の初期地圧を推定することは、比較的容易なようである。しかし、履歴の方向の影響を、供試体内部のクラック発生の機構と関連づければ、以下のように考えることができる。

カイザー効果とは、供試体内部に存在する既存のクラックが過去の履歴を越える応力状態までは進展しない現象に対応するのであろう。そのような既存のクラックからの新たなクラックの進展については、既に詳しく検討されて^{64), 88)}おり、例えば単一クラックに着目すれば、一度進展したクラックは新たな応力増加により、必ずしも直ちに進展するものではないことが知られている。このことより、それは、多くのクラックを持つ系全体の挙動として、新たな応力状態になる毎に、いずれかのクラックが進展する現象と理解される。そのとき、終局破壊荷重の約70%以上の載荷段階で、常にA Eが発生するのは、載荷方向に延びたクラックが連結される終局耐力喪失直前の不安定領域⁸⁸⁾と対応しているのであろう。

これより、例えば、単一のクラックモデルに対応するような安定化を系が生じている場合とか、載荷履歴と現時点での載荷方法が異なる場合には、カイザー効果が見られないと考えられる。前者の例としては、時間的な効果があり、後者の例としては、端面の影響が考えられる。

そこで、実際に現場で採集した供試体により初期地圧測定を行う場合を想定して、端面の影響と除荷後の経過時間に対する依存性について検討した。

実験としては、供試体に一軸圧縮強度の70%程度まで載荷し、その後完全に除荷して試験機か

ら供試体を取り除き、モルタル供試体では、2 時間後と 24 時間後に再び同じ軸圧縮を、コンクリート供試体では 24 時間後のみ同じ載荷を行った。

結果の応力-ひずみ曲線、AE の発生頻度図を Fig. I.2.8, Fig. I.2.9 に示す。モルタル供

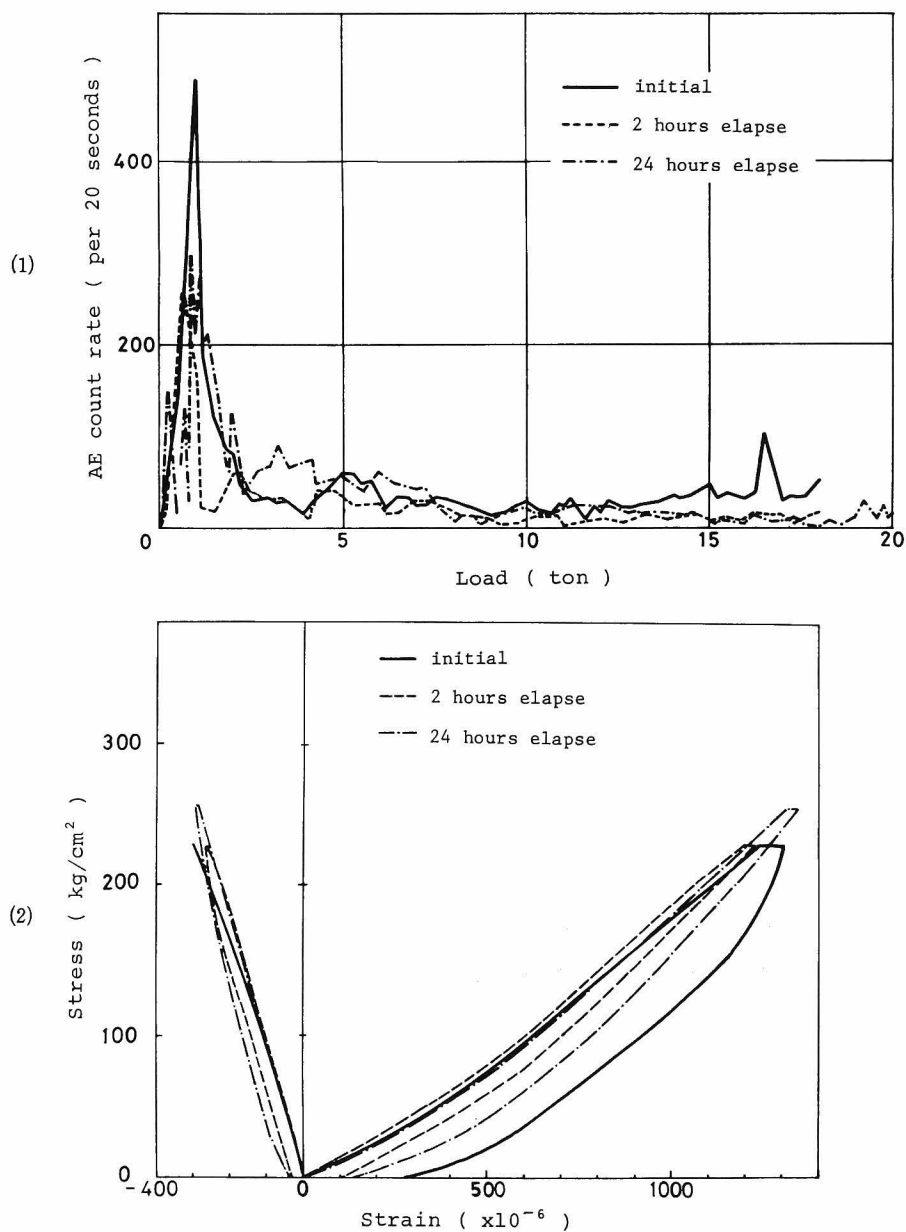


Fig.I.2.8 (1) Load and AE count rate during each test of mortar,
and (2) stress-strain relation in corresponding tests.

試体、コンクリート供試体共に、各載荷時における応力－ひずみ曲線、A E の発生挙動にほとんど差異のないことがわかる。⁸⁴⁾ Goodman の結果によれば、カイザー効果には回復現象（除荷後の時間経過とともに、最大履歴荷重以下の負荷に対しても、再びA E が発生するようになること）が存在すると報告されている。しかし、Fig. I. 2. 8 のように2時間後より24 時後の発生頻度が減少しているのを見れば、必ずしもそうとは言えない。

この結果では、時間履歴依存性に関しては明瞭でない。それよりも、供試体を移動させたことによって、次の載荷時には端面の影響のために、局所的な高応力状態の箇所も移動して、新たなクラックが前回と異なる位置から発生したものと考えられる。

したがって、本項での実験の結果から、カイザー効果とは、供試体が過去の載荷履歴に対して、それと全く同じ載荷方法で新たに載荷した場合に見られる非可逆現象として理解される。

以上の結果、初期地圧測定への可能性を考察すれば、かなりの困難が予想される。端面の影響が相当に大きいことより、供試体形状を工夫するなどして、これを取り除いて実験をすることも試み⁸⁵⁾られているが、岩石および地質材料はコンクリート材料および一般の金属材料と異なり、すべて様々な歴史を経て地球上に現存している。そのため、これらの材料が過去の荷重履歴を記憶しているならば、一軸圧縮荷重下でのA E の発生挙動は、コンクリートにおけるFig. I. 2. 1 とは異なるであろう。しかし、岩石材料を対象とした分野での過去のA E の研究では、全てこの図と同様であると報告されている。これは、本実験の結果よりわかるように、過去の履歴を忘れたのではなく、採集された供試体に試験時において過去と全く同じ載荷方法、状態で試験を行うことが相当に困難なためと考えられる。

2. 2. 3 鉄筋コンクリートはりのカイザー効果に関する実験

R C 供試体とC 供試体の漸増繰り返し載荷試験の結果をFig I. 2. 10 に示す。横軸には時間軸を、縦軸には荷重と20 秒毎のA E 頻度のカウントレートを示した。なお、これは負荷－除荷の1 サイクルに対して、ほぼ、20 回A E の発生頻度を計数したことになる。実線で示した漸増繰り返し荷重に対して、C 供試体ではA E の発生頻度はもともと少なく、繰り返し荷重によるカイザー効果は不明瞭である。R C 供試体では、最大履歴荷重を越える毎にA E が頻発するが、それ以前および除荷の途中ではほとんど発生しないことがわかる。すなわち、この供試体は顕著なカイザー効果を示している。R C 供試体とR M 供試体に関して、実験結果を荷重サイクル毎にプロットするとFig. I. 2. 11 のようになる。縦軸は荷重、横軸は発生頻度、実線は荷重サイクルを表わしている。R C 供試体では、終局点付近まで明瞭なカイザー効果が現われているが、R M 供試体では、終局荷重の60 %以上の荷重履歴を受けた後では、カイザー効果は不明瞭になっている。さ

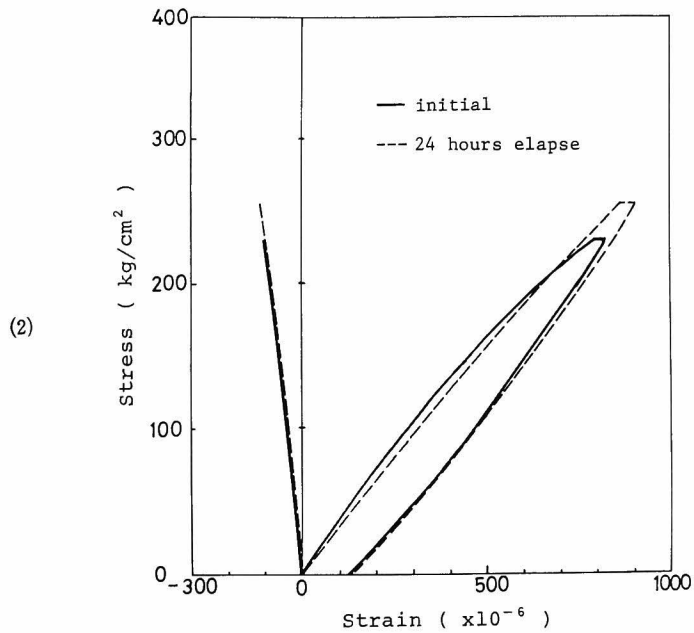
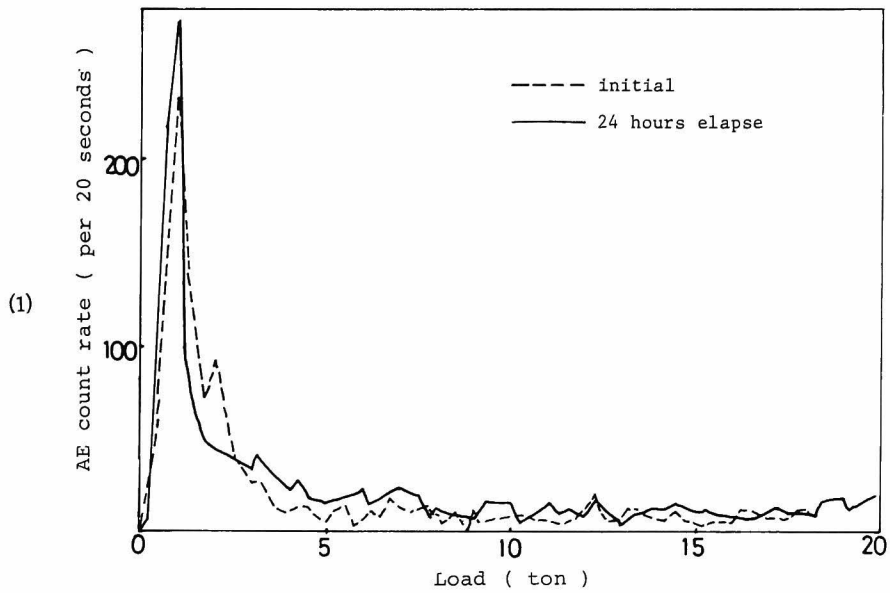


Fig.I.2.9 (1) Load and AE count rate during each test of concrete
 , and (2) stress-strain relation in corresponding tests.

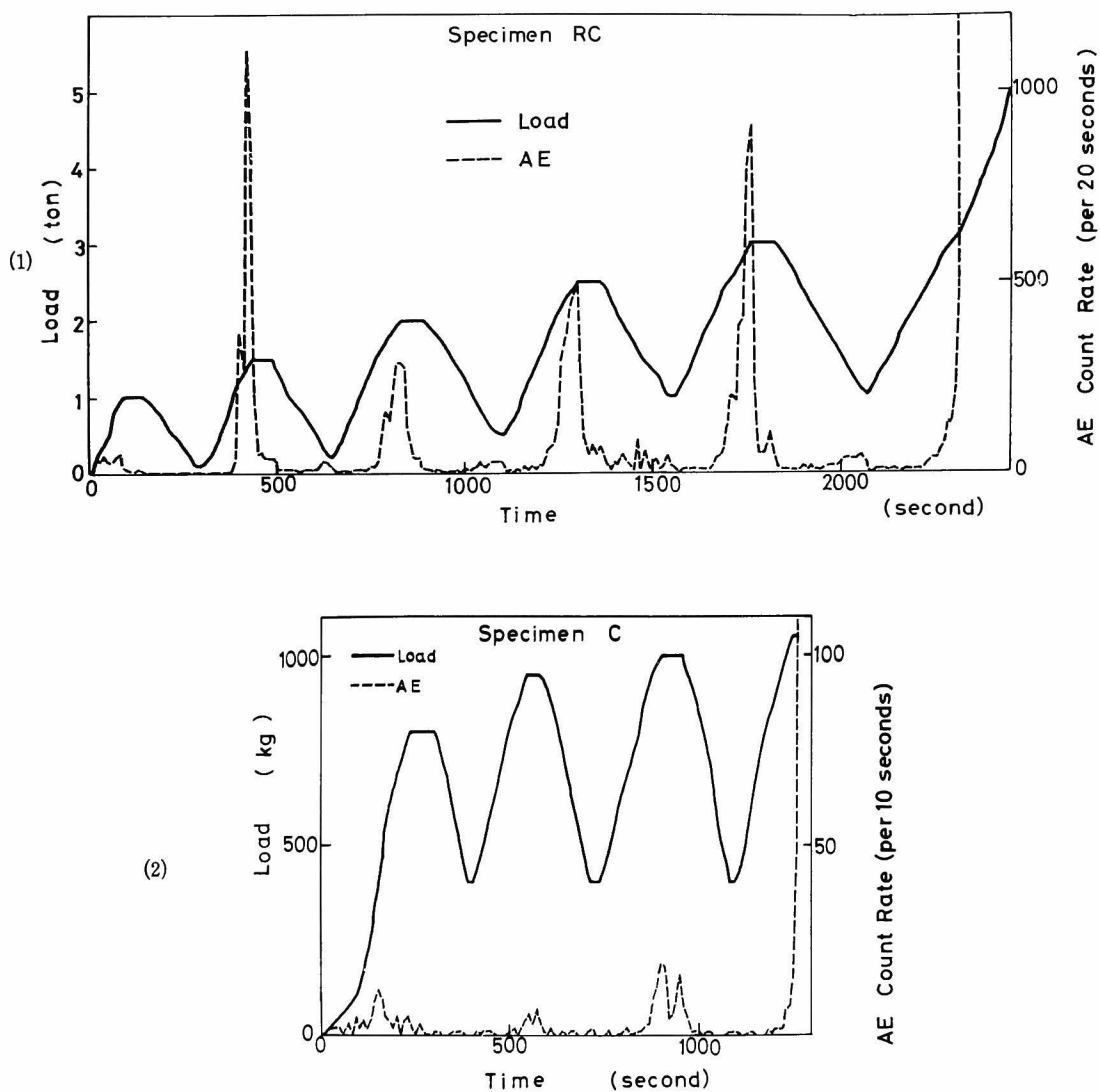


Fig.I.2.10 AE count rate during cyclic bending tests.

らに、その領域では、除荷時にもAEが頻発する傾向が見られる。これは、モルタルの均質性と関係していると思われる。均質度が高ければ、複雑な内部組織を持つ不均質材料に比べて、同じ応力状態において破壊の進展を妨げるものが少ない。そのため、載荷初期の状態とは異なった不安定な状態に移行し易くなる。これが、カイザー効果が不明瞭となる原因であろう。CとRC供試体を比較すると、後者の方が複雑な応力状態にある。また、RMとRC供試体では、やはり後者の方が材

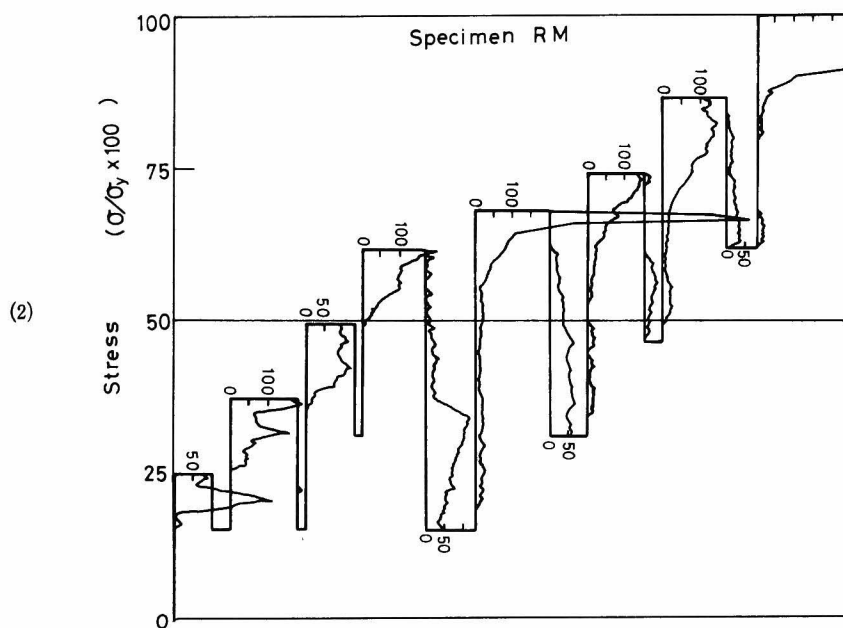
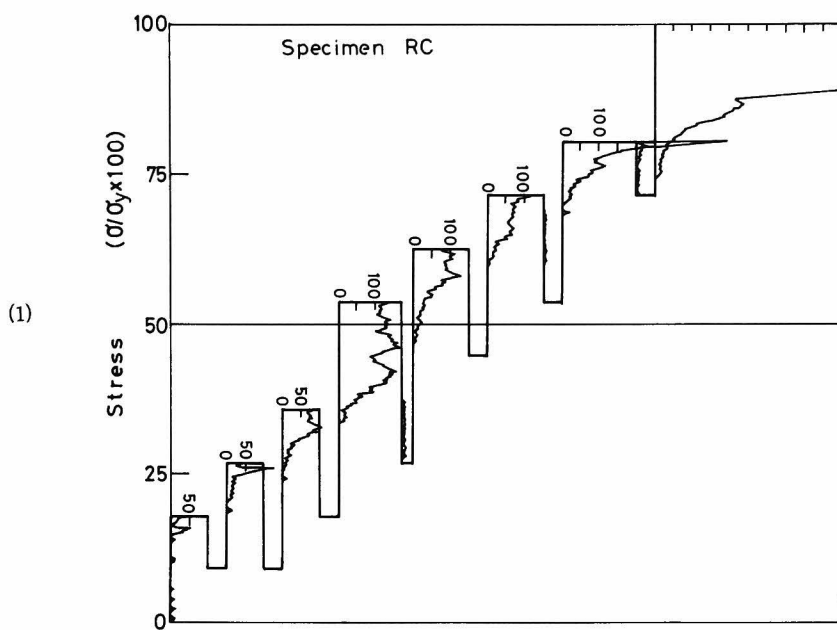


Fig.I.2.11 Relation between loading cycle and AE count rate.

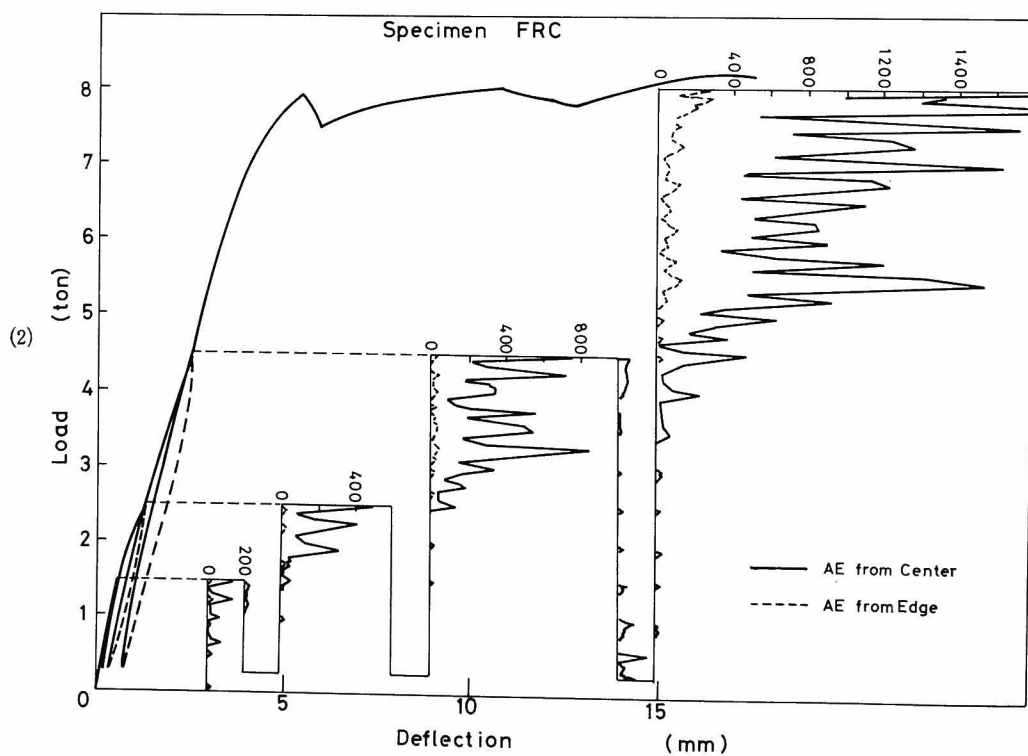
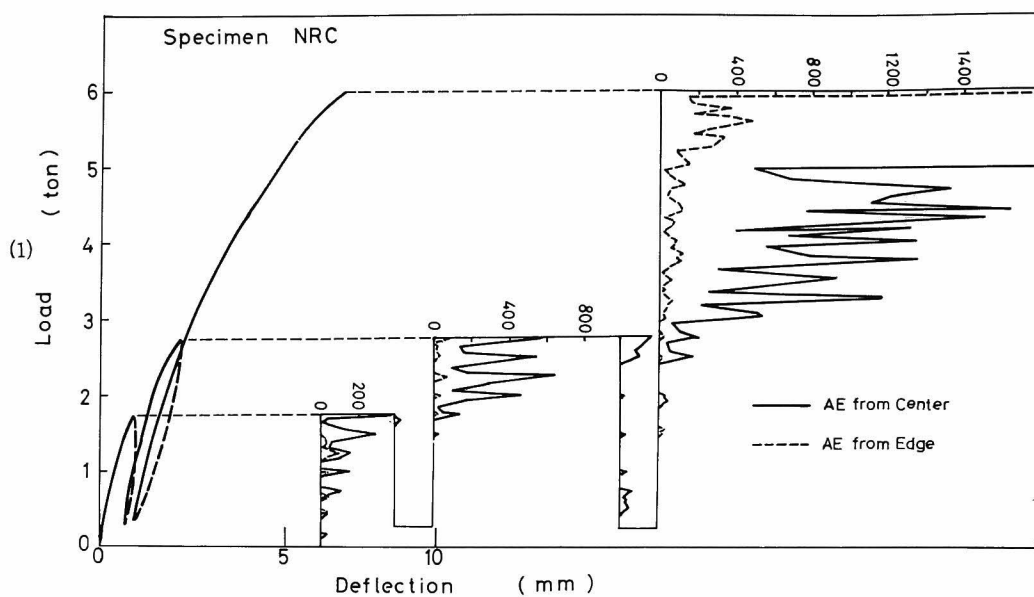


Fig.I.2.12 Load-deflection curve and AE count rate during cyclic loading tests.

料の不均質度が高く、より局部的に高い応力ないしひずみ状態が生じることになる。これは、全体として見れば比較的安定な状態でクラックが順次発生しやすく、そのため明瞭なカイザー効果が現われたと解釈できる。

いずれにしても、コンクリート材料の系の曲げ破壊では、材料的に不均質なもののほどカイザー効果が顕著なことは注目すべきである。

次に、FRC供試体、NRC供試体の実験結果をFig. I. 2. 12に示す。この実験では、AE変換子を供試体中央部以外に端部にも設置して、2箇所からのAEの検出を行った。

図より明らかなように、この実験でもカイザー効果の存在が認められる。また、AEの発生頻度の数が、距離によって著しく減少すること（この2つの供試体は、曲げ破壊を生じたことより、AE発生源は、はりの中央部と考えられる。）、その減少の割合は、両供試体ともほぼ同程度であるのが認められる。

このような鉄筋コンクリートはりにおけるカイザー効果の現われ方は、一般的に言えば、破壊におけるクラックの伝播過程で、最大履歴荷重に対して系内がどの程度安定かということと密接に関連している。したがって、逆に、カイザー効果は、系内の安定性あるいは構造物の健全度に対する指標ともなり得ると考えられる。

2.3 コンクリート部材の破壊過程と発生頻度

2.3.1 実験概要

(I) 計測装置

AE計測に使用した装置は、Fig. I. 2. 2に示したのと同じであるが、後述のSRC供試体の

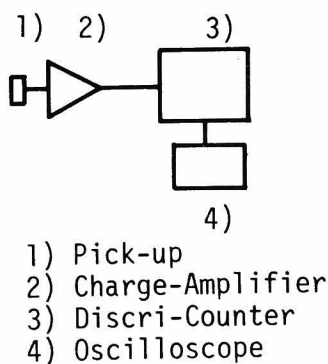


Fig.I.2.13 Monitoring system for the accelometer.

実験では、Fig. I. 2. 13 に示すように変換子として加速度計（B & K 社製，4344）を用いた計測装置も併用した。この装置は Fig. I. 2. 2 の計測システムよりも低い周波数帯（1 kHz ～ 20 kHz）の AE を検出するシステムである。

(2) 供試体

実験を行った供試体は大別して 2 群に分けられる。第 1 群は、鉄筋コンクリートはりの破壊過程での AE の発生頻度特性を調べる目的に供されたもので、水：セメント：砂：粗骨材＝0.54：1.0：2.06：3.08 の普通コンクリート，水：セメント：砂：粗骨材＝0.28：1.0：0.78：1.86 の高強度コンクリート，および水：セメント：砂：粗骨材＝0.48：1.0：2.14：2.38 の鋼繊維補強 コンクリートを用いた 3 種類の鉄筋コンクリートはりである。これらは、それぞれ N，H，F シリーズと

Table I.2.2 Reinforced concrete beams.

	No.	Size (a/d)	Steel	Sturrap (pitch/cm)	Fiber
H	1	160 ^{cm} (3.0)	2 D13	8	—
	2	160 (3.0)	2 D19	4	—
N	1	120 ^{cm} (1.5)	2 D10	10	—
	2	140 (2.5)	2 D10	10	—
	3	140 (2.5)	2 D16	6	—
	4	160 (3.0)	2 D10	10	—
	5	160 (3.0)	2 D13	8	—
F	1	120 ^{cm} (2.0)	2 D13	—	0.2 %
	2	120 (2.0)	2 D16	—	0.2
	3	120 (2.0)	2 D16	15	0.2
	4	120 (2.0)	2 D16	—	0.5
	5	120 (2.0)	2 D13	—	0.8

して、概要は Table I. 2. 2 に掲げてある。表中の (a/d) はセン断スパン比を表わしている。なお、供試体の断面は幅×高さ＝10 cm×20 cm，鉄筋深さ d＝17 cm とし，スターラップには $\phi 6$ mm の伸線を使用している。

第 2 群の供試体は、概略を Fig. I. 2. 14 に示すような SRC 高架橋脚の縮小模型であり、実験は、特に SRC 部材が純ねじりを受けた際の破壊過程に注目して行われた。その際、比較のた

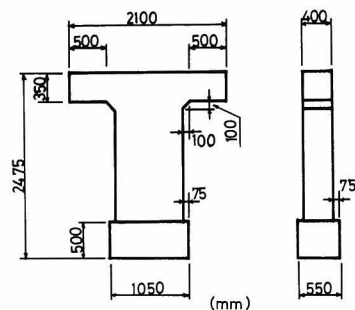


Fig.I.2.14 Sketch of SRC specimen.

めに水平打ち継ぎ目のないSRC供試体(B)，打ち継ぎ目のあるSRC供試体(C)，および継ぎ目部分をH型鋼によって補強したRC供試体(D)の3種類が準備された。C供試体では，図の底面から1 m，D供試体では1.3 mの断面に打ち継ぎ目が設けられている。なお，供試体に使用したコンクリートは，水：セメント：砂：粗骨材＝0.56：1.0：2.34：3.31，設計強度 240 kg/cm^2 のもので，鉄骨鉄筋比 $A_{ss}/A_{sr} \approx 2.0$ ，鋼材コンクリート比 $A_s/A_c \approx 2.0\%$ である。

これら2群の供試体は，気中養生を行った。さらに，本節の最後では，実物試験の例として，橋梁架け換えに伴って撤去されたスパン長14 mのPCプレテンションT型単純桁の曲げ試験の結果についても述べる。

(3) 実験方法

室内実験のH，N，F供試体ではTable I.2.2に示した a/d による対称载荷によった。また，AE変換子は，はりの中央部もしくは端部に設置し，AE計測としては周辺雑音に応じて50 dBないし60 dB増幅し，100 kHz～1 MHzあるいは100 kHz～300 kHzの周波数帯でディスクリレベル100 mVを越えるものの頻度を計数した。

屋外実験のSRC供試体では，はり出し部両端のフレームに設置したジャッキにより供試体に偶力を作用させて，純ねじりモーメントを加えた。また，AE変換子は，概略をFig. 1.2.15に示す

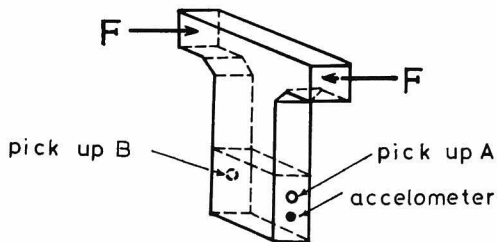


Fig.I.2.15 Transducer array on SRC specimen.

ように、継ぎ目付近の両側面に1個ずつ所定箇所に装着し、一方には前述の加速度計も設置した。計測において、A E変換子のシステムでは、部材寸法を考慮して60 dB増幅し、10 kHz ~ 300 kHzの周波数帯でディスクリレベルを300 mVに設定してA Eを計数した。加速度計システムでは60 dB増幅し、ディスクリレベルは60 mVとした。

さらに、P Cプレテンション単純桁の実験では、スパン14 m、載荷間隔1.4 mの対称載荷の曲げ試験を行った。A E計測システムはS R C供試体の場合と同様であり、周辺雑音のレベルに応じてディスクリレベルを200 mVに設定したことのみが異なる。

2. 3. 2 鉄筋コンクリートはりの破壊過程におけるA E頻度に関する実験

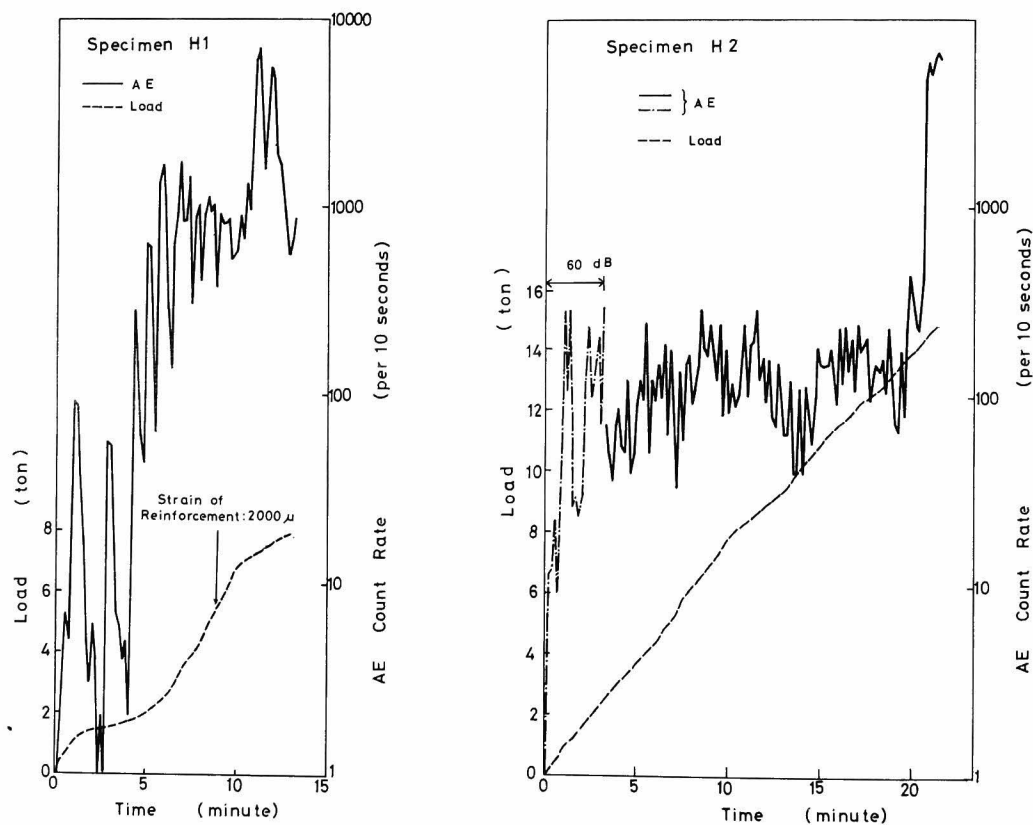


Fig.I.2.16 Load and AE count rate during tests of H series specimens.

H 1, H 2 供試体の結果を Fig. I. 2. 16 に示す。横軸には時間軸を、縦軸には荷重および 10 秒毎の A E カウントレートをとって示した。また、H 2 供試体における載荷初期のカウントレートの破線の部分は、内部ひびわれ発生時期を調べる目的で増幅率を 10 dB 高くして記録したものである。H 1, H 2 供試体は、ともに曲げ破壊を生じたが、H 1 供試体では、A E の発生頻度数は可視クラック検出のために載荷速度を遅くした 1.3 ton 付近の載荷時を除いて、漸増しているのに対して、H 2 供試体では、A E 発生数はほぼ定常状態を保った後、終局荷重近くになって突然に増大していることがわかる。この 2 つの供試体の主な差異は、主鉄筋の径であり、鉄筋ひずみの結果からして、鉄筋が降伏し始めれば A E は漸増的に発生するのに対し、鉄筋の強度が高く、それが降伏する前にコンクリートが破壊されれば、その破壊点付近で A E は急激に頻発することが認められた。

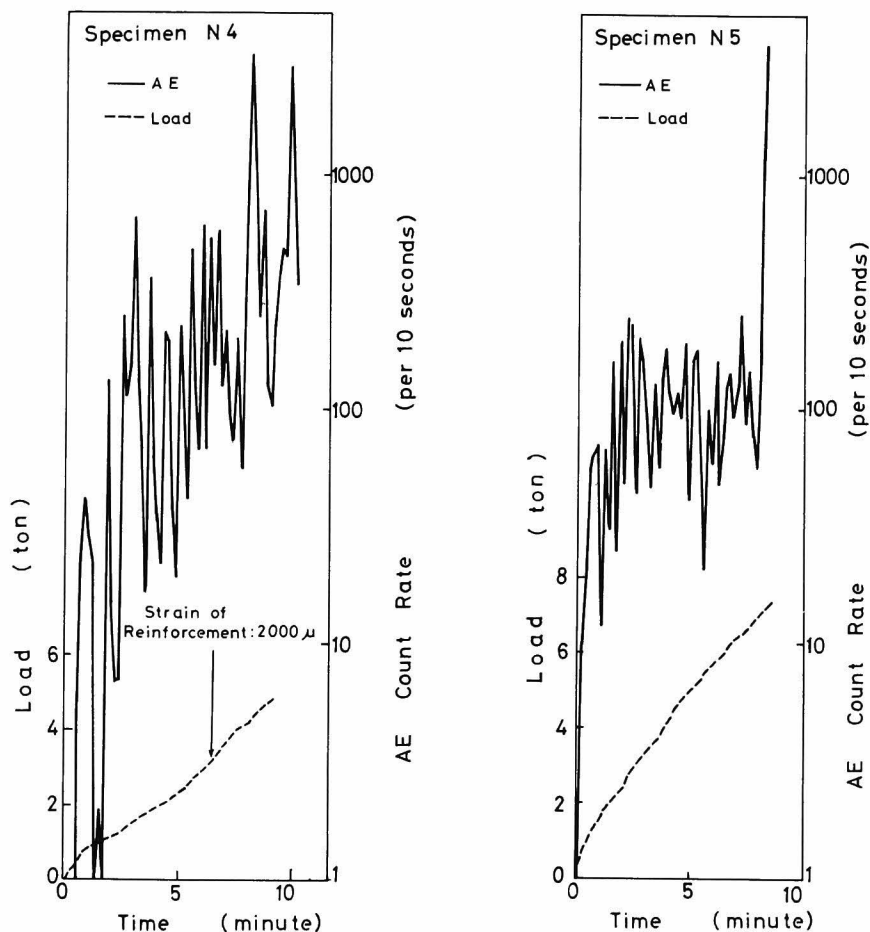


Fig.I.2.17 Load and AE count rate during tests of N series specimens.

次に、N 4、N 5 供試体の結果を、Fig. I. 2. 17 に示す。この 2 つの供試体の破壊過程での AE の発生特性は、H シリーズ供試体とよく類似しており、ほぼ同様な破壊機構であろうと推測される。実際に、N 4 供試体では、鉄筋の降伏後に曲げ破壊を生じ、一方、N 5 供試体では、鉄筋降伏前に大きなセン断ひびわれを生じて耐力を失った。なお、同様な結果は、N 1、N 2、N 3 供試体についても確められた。

最後に、F 1 供試体の結果を Fig. I. 2. 18 に示す。F シリーズ供試体は、セン断に対する補強

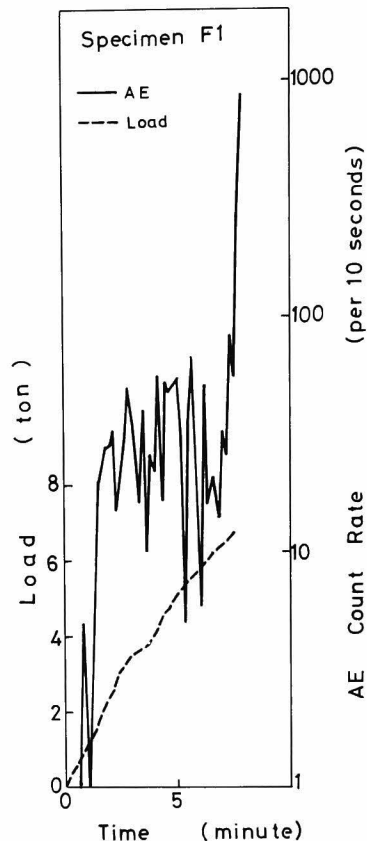


Fig.I.2.18 Load and AE count rate during the test of F series specimen.

が弱いために、全てセン断破壊を生じた。図の結果は、H 2、N 5 供試体での AE の発生挙動と見事に一致している。

このように、H、N、F シリーズの各供試体における AE 頻度の発生挙動は、材料の相違にもかかわらず、破壊形態によりほぼ定性的に 2 つの型に分類され、それには鉄筋とコンクリートの強度の差異が影響することが認められた。このことは、逆に、AE の発生頻度特性から破壊の機構を推定する可能性を示唆するものであろう。

2. 3. 3 屋外試験における鉄筋コンクリート部材の破壊過程とA E頻度に関する実験

Fig. I. 2. 19 a) に、ダイヤルゲージによって測定したSRCのD供試体における変形図を示す。縦軸は供試体の垂直位置を示し、横軸は変形量を表わしている。対応するA E計測結果をFig. I. 2. 19 b) に示す。横軸には時間を、縦軸には荷重と10秒毎のA Eカウントレートをとった。また、図中の荷重0 tonの部分は、載荷が2サイクルにわたって行われた間の休止時間を表わしている。

この実験における可視ひびわれの発生荷重は、2.0 tonであった。しかし、A Eは載荷の初期から発生しており、それ以下の段階ですでに微小ひびわれが発生していたと思われる。また、再負荷の際にカイザー効果が見られる。そして、A Eは3.0 tonの荷重付近から頻発しており、これは打ち継ぎ目で変形が不連続となった荷重(3.0 ton～4.0 ton)とよく対応している。さらに、最大荷重4.5 tonからの除荷に際しても、A Eが頻発していることに注意されたい。これは、このようなねじり試験では、除荷に伴って変形が回復し、それにつれてひびわれ面での相対的なすべりが生じ、A Eが発生することを示している。なお、変換子A, BによるA E頻度の発生挙動の差異は、破壊が巨視的には対称に生じなかったことを示唆している。

Fig. I. 2. 20 にC供試体の結果を示す。この供試体のひびわれ発生荷重は、5.5 tonであったが、A Eはその付近で一度頻発しており、また、D供試体と同様に大きな変形の生じた9.0 ton～10.0 tonの付近で、A Eは非常に頻発している。その発生挙動を詳しく見れば、9.0 ton付近で急激に頻発した後、一度落ち着き、12 ton付近から漸増して終局荷重に至ることがわかる。これは、この供試体の破壊機構および過程に、そのような特性のあることを示唆するものであろう。

次に、B供試体の結果をFig. I. 2. 21 に示す。A Eは載荷の初期においてほとんど発生せず、8 tonあたりから発生し始め、9 ton付近で頻発し、その後の挙動はC供試体と類似している。

また、加速度計システムから得たC, D両供試体の1分毎のA Eカウントレートの計測結果をFig. I. 2. 22 に示す。この結果は、Fig. I. 2. 19, Fig. I. 2. 20 と異なって、A E頻度は初期から終局に至るまで漸増しており、Fig. I. 2. 20 に見られるような大変形時の急激な頻発はない。このように、2種類の計測システムから得られた結果を比較すれば、大変形開始前には高周波数成分の卓越したA Eが発生すると考えられる。したがって、これらの供試体の破壊過程では、まず系内に微小クラックが生じ、これに伴って高周波数成分の卓越したA Eが頻発し、その後これらのクラックは成長し連結されて比較的大きなひびわれを形成するようになる。それにつれて、低周波数成分の卓越したA Eが漸増しながら発生し、その後ひびわれ面でのすべりが生じたと推定される。

さらに、D, B供試体の実験における再載荷のサイクルで、1回目をかなり越える荷重段階に至るまでA Eがほとんど発生しなかったという事実は、前節のカイザー効果の実験からも示されたよ

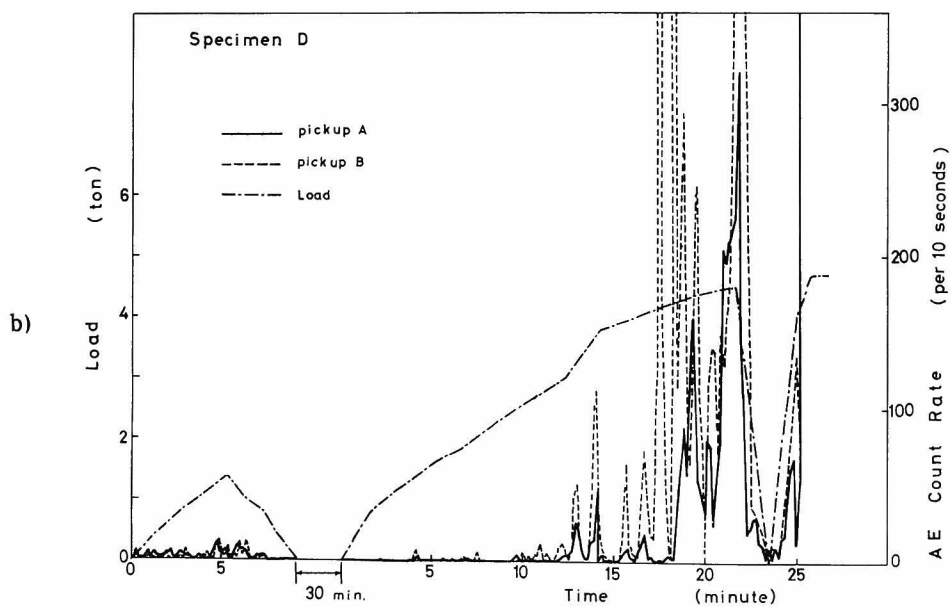
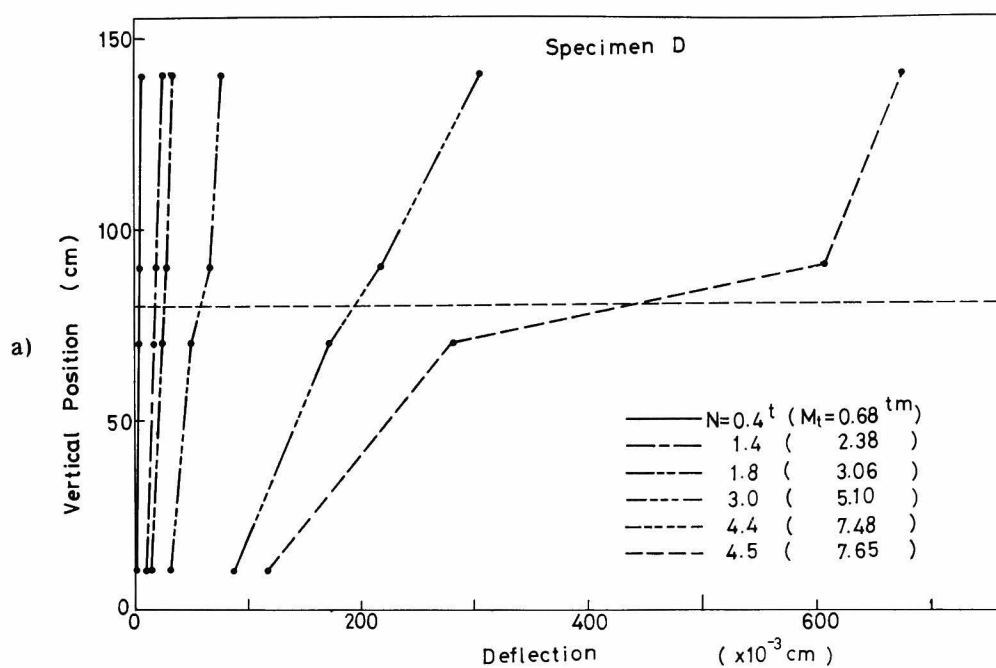


Fig.I.2.19 a) Lateral deflection versus height of SRC model D,
 b) Load and AE count rate during test of D specimen.

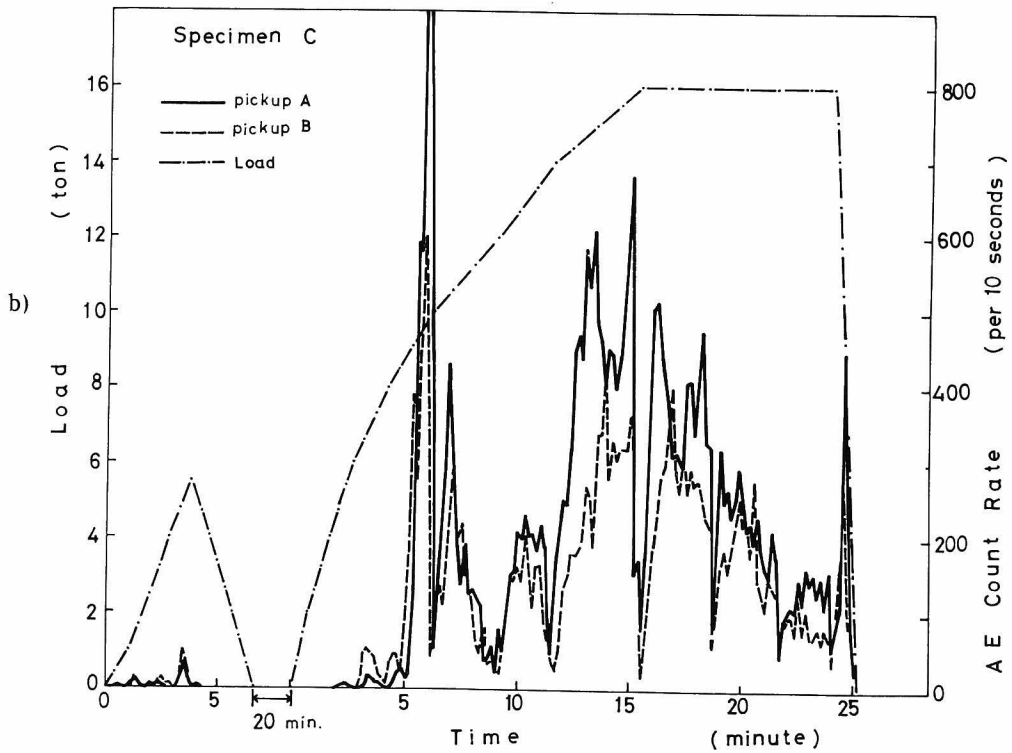
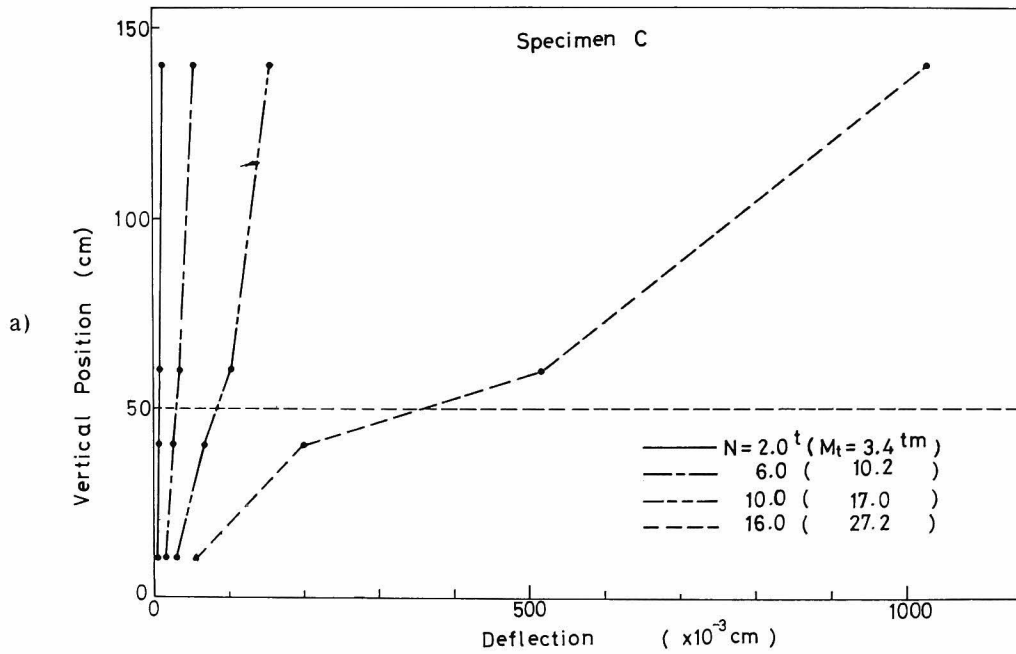


Fig.I.2.20 a) Lateral deflection versus height of SRC model C,
b) Load and AE count rate during test of C specimen.

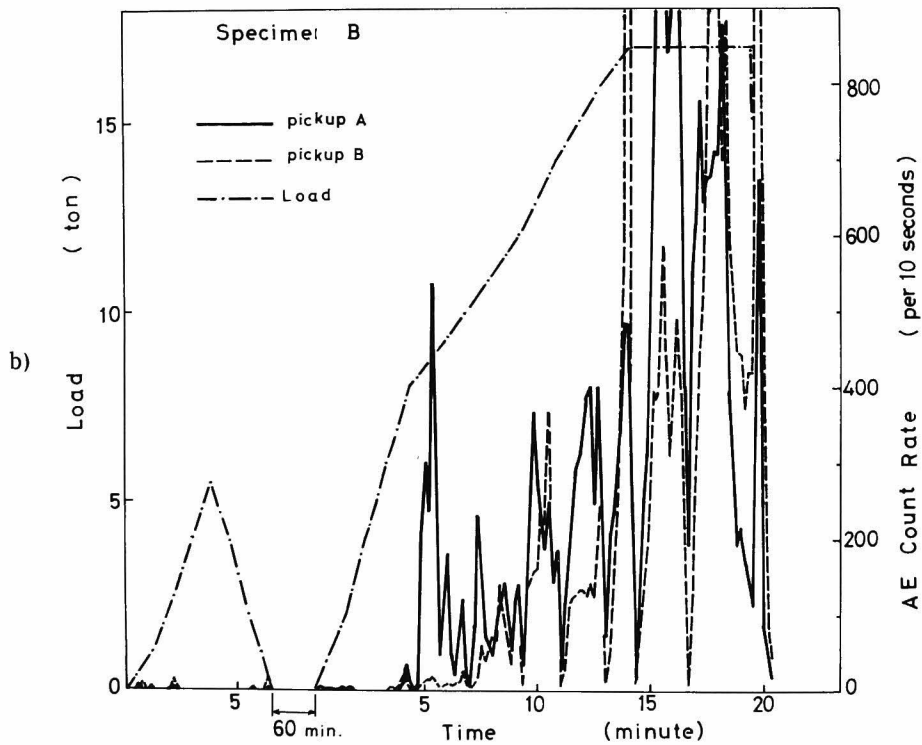
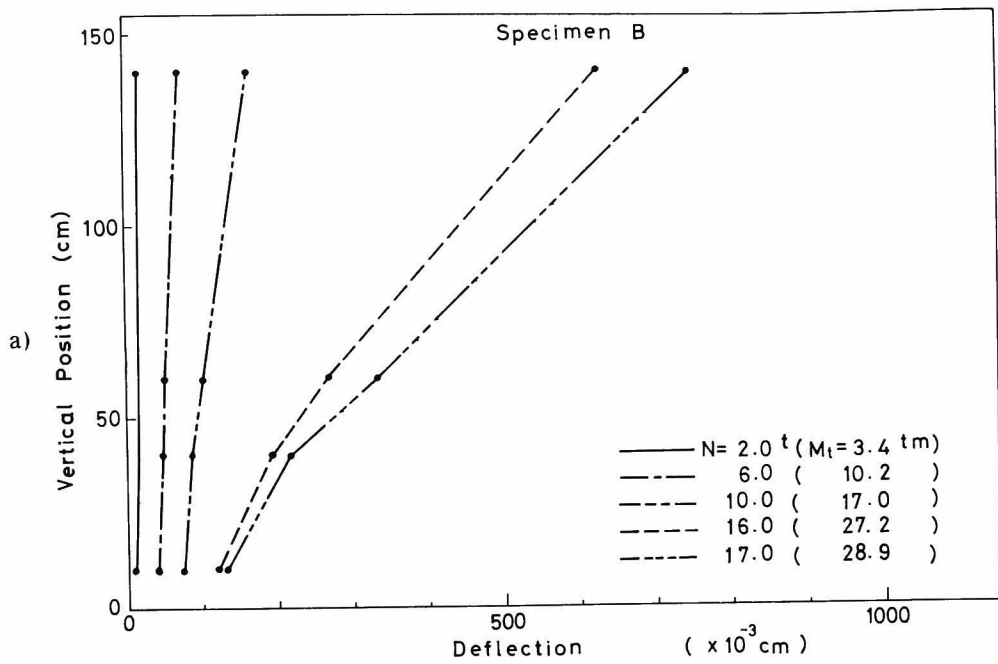


Fig.I.2.21 a) Lateral deflection versus height of SRC model B,
 b) Load and AE count rate during test of B specimen.

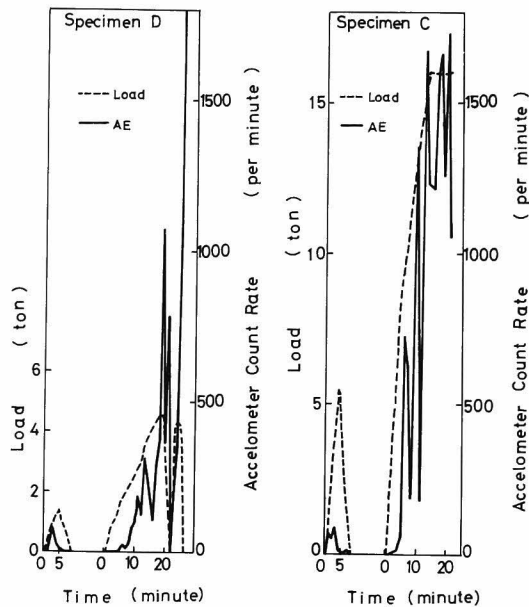


Fig.I.2.22 Load and AE count rate detected by the accelometer system.

うに、系内の安定状態を外部から何らかの形で破らない限り、AEは発生しないことを示している。

なお、これらの実験によって、屋外でのAE計測は、様々な大気中の雑音に妨害されることがわかった。現実には、そのような雑音が原因で、同シリーズの実験の一部、A供試体については信頼できるデータが得られなかった。

最後に、実物試験の例として、約11年間橋梁として使用した後、架け換えに伴い撤去された、PCプレテンションT型単純桁の耐力調査に際してAE計測を行った。その曲げ試験での実験結果をFig. 1.2.23に示す。変換子の取り付け位置は図中に示した。図より、ひびわれ発生荷重14 ton ひびわれ再開荷重12 tonに対応して、急激にAEが発生しているのがわかる。

本項における屋外試験の結果より、AEの発生頻度を用いれば、比較的簡便かつ迅速に、構造物の破壊過程ならびに稼動時の状況を把握できることが認められた。

また、AEを現場で適用する場合には、雑音の除去は特に重要であり、例えば、適当なフィルターを用いるとか、接地を十分に行うとかなどして、S/N比を改良することが必要である。実際に行った結果では、変換子の部分での雑音からの防御が、特にS/N比の改善に効果のあることが認められた。

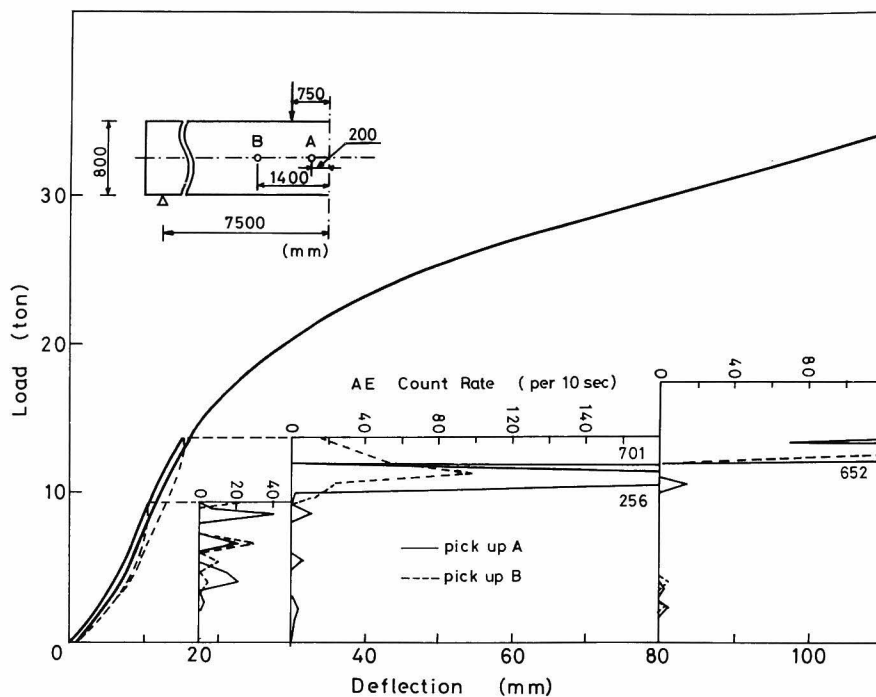


Fig.I.2.23 Load and AE count rate during the bending test of the prestressed concrete beam.

2.4 本章の結論

本章では、従来の岩質材料の種々の応力状態におけるA Eの発生頻度特性に関する研究成果を踏まえ、コンクリート材料および構造物へのA Eの適用性を検討するための基礎資料として、A Eの発生頻度について実験的な考察を行った。

前半部では、繰返し荷重下におけるA E頻度の特性としてカイザー効果に着目し、この非可逆現象を解明しようとする意図のもとに、コンクリート、モルタル供試体の圧縮荷重下でのカイザー効果について基礎的な検討を行った。さらに、この現象の工学的な応用を意図して、鉄筋コンクリートはりの曲げ試験におけるカイザー効果に関しても考察を加えた。

これより得られた結論は、以下のようである。

- (I) コンクリート、モルタル供試体の一軸圧縮試験では、A Eは初期の頻発の後、体積ひずみの比例限界までは定常的に若干発生し、これを越える応力状態から再び活発に発生し始め、体積ひずみが減少する付近から急激に加速的に発生して供試体は終局破壊を生じる。その場合、コンクリート、モルタル供試体ともに体積ひずみの比例限界までの載荷履歴に対して、カイザー効果は現われる。また、これを越えた履歴荷重の後の繰返し載荷に対しては、その比例限界付近から再びA Eは発生するようになる。

(2) 履歴の方向性に関する二軸圧縮試験の結果では、一軸圧縮強度の約 75 % 以下の載荷履歴に対して、その大きさ、方向も含めて履歴応力状態を越える毎に A E が発生することが認められた。ただし、モルタル供試体では、最初の負荷時を除けば、A E の発生頻度は多くなく、その現象はかなり不明瞭であった。これより、載荷の方向性に関する結果とコンクリートとモルタルの内部組織の相異を考慮すれば、カイザー効果は供試体内に形成されるクラックの系に依存していることがわかる。そして、それは履歴の方向まで含めた荷重履歴効果である。

(3) 除荷後の時間依存性についての実験では、供試体を除荷の毎に試験機から取り除いたところ、再負荷の際には経過時間と無関係に、A E の発生頻度は履歴をうけていないフレッシュな供試体と同様な発生挙動を示すことがわかった。この結果では、カイザー効果の回復現象も見られず、そのため、カイザー効果とは、供試体が過去の載荷履歴に対して、それと全く同じ載荷状態と過程を経る場合に、新たな載荷段階において発生する非可逆現象と理解された。これより、採集岩石による初期地圧推定は、かなり困難であろうという結論を得た。

(4) 鉄筋コンクリートはりのカイザー効果に関する実験により、このようなコンクリート部材においてもカイザー効果が現われることが認められた。しかしながら、上述の結果を考慮すれば、この現象は、最大履歴荷重の検定としてではなく、構造物内に過去の履歴により生じた微小破壊が、その後の系内の応力の再分配などによって安定しているかどうかの指標として、非破壊試験などに適用されるべきであると考えられる。

後半部では、A E の発生頻度というパラメーターを用いて、鉄筋コンクリート構造物の破壊過程における A E の発生挙動について実験的に考察を加え、さらに、屋外試験により現場への適用性を検討した。

これより得られた結論は、以下のとおりである。

(5) 鉄筋コンクリートはりの破壊過程における A E 頻度の発生特性には、鉄筋とコンクリートの相対的な強度の割合が大きく影響する。鉄筋の強度がコンクリートよりも高ければ、はりの曲げスパン部での微小ひびわれ発生後、A E はほぼ定常的に発生し、はりの終局耐力の消失直前に急激に頻発する。鉄筋の強度が比較的低ければ、鉄筋の降伏とともに A E は、はりが終局耐力を消失するに至るまで漸増的に発生する。なお、これらの実験により、A E が内部ひびわれ検出の道具としても、十分に利用できることが確められた。

(6) 屋外試験の結果から、A E を構造物の稼動時の安全監視に使用する有効性が確められた。また、加速度計システムによる計測結果と A E 計測結果との比較から、A E 波動の周波数分析を行うことの妥当性も示された。さらに、A E 法を屋外の現場計測に適用する場合には、雑音の分離および除去が重大な問題となることが指摘された。

このように、本章での実験結果より、A E の発生頻度の記録ならびにその計測技術は、ほぼ実用段階にまで達していると考えられる。したがって、さらに多くの基礎資料の収集により、A E 頻度を構造物の耐力および健全度の推定に利用することが期待される。

第 3 章 A E の振幅別頻度分布に関する考察⁸²⁾

3.1 はじめに

検出される A E 現象は、各事象毎に様々な大きさの振幅を有している。個々の現象に着目する場合には、この振幅それぞれに物理的な意義を求めることになるが、A E を発生する系の破壊過程に着目するならば、どのような振幅規模の現象がどのような割合で発生するかが重要となるであろう。

そのような様々な規模の振幅とその発生頻度に関する関係式は、地震学の分野では古くから知られている。それは、石本—飯田式と呼ばれるもので、以下のようなものである。

$$n(a) = k a^{-m} da \quad (I-3-1)$$

ここで、 a は 1 現象の最大振幅、 $n(a)$ はその最大振幅が a から $a + da$ の間の規模であった現象の発生頻度であり、 k 、 m は定数とされている。

この関係式は、A E の指数法則として、特に金属を対象とした分野で発生機構に関係した情報を^{62), 89), 90)}もたらすものとして注目され、上式の係数 m は新しいパラメーターとして期待されている。

地震学の方面では、Gutenberg, Richter が地震の規模（マグニチュード）を震央から 100 km の所に設置された標準地震計が記録した記録紙上の地震の最大振幅をミクロン単位で読み取り、その常用対数をとったものとして、以下のように定義した。

$$M = \log a \quad (I-3-2)$$

そして、このマグニチュード M とそれ以下の規模の地震の累積頻度 N の間に、次のような式が成立するとした。

$$\log N = \alpha - bM \quad (I-3-3)$$

ここで、 α 、 b は定数である。

その後の研究により、式 (I-3-1) と式 (I-3-3) は同値な式であることが認められた。実際、式 (I-3-1) を積分することにより、式 (I-3-3) は簡単に導くことができ、 b と m の間には以下のような関係の成立することがわかる。

$$b = m - 1 \quad (I-3-4)$$

これらの振幅とその頻度に関する関係式は、規模の大なる地震ほど発生頻度が指数的に減少することを意味している。そして、小規模地震の発生頻度を調べれば、大地震の頻度が推定できると考えられている。

さらに最近では、⁹¹⁾ m 値、 b 値の地域性および本震前後での変動が地震予知の方面で話題となっている。

AEとしての規模別頻度分布の特性は、岩はねの予知に関連してVinogradov^{92), 93)}によって最初に研究された。その後、地震の発生機構の解明に関連した岩石実験において、破壊過程でのb値の挙動が報告されている。^{94), 95), 96), 97)}

また、地震学では式(I - 3 - 3)の特性について、大塚の碁石モデルと呼ばれるシミュレーション解析も試みられている。⁹⁸⁾

ここで、材料の破壊過程で発生する1事象のAE波形について考察すれば、その振幅は破壊源で生じている破壊の規模に固有のものであり、それぞれの規模の破壊現象の頻度は、材質あるいは破壊形式により決定されると思われる。材料の破壊に伴って発生するAEにおいても、地震と同様に式(I - 3 - 1), 式(I - 3 - 3)の関係式は本当に成立するのであろうか。成立するとすれば、定数m, bの値およびその物理的意味はどうなるのか。さらに、成立しないならば、どのように修正されるべきか。

材料の破壊過程を考察するうえで、それらの問題を検討することは、発生機構の解明や微小破壊の段階での大規模な破壊の発生頻度の推定などに重要であると考えられる。

本章では、次節において、まず振幅頻度分布式のb値の物理的意味を、大塚の研究も考慮して確率過程論的な考察から説明する。そして、この考察に基づいて、各種の材料、載荷法について実験を行って、AEの振幅規模別頻度分布に関して検討する。

3.2 破壊の確率過程論的考察とAEの振幅別頻度分布

3.2.1 破壊の確率過程論と従来の研究

本章で議論しようとしているAEの振幅規模と発生頻度の関係式は、理論的にScholz⁹⁴⁾, 茂木⁹⁵⁾などによって、すでに誘導されている。

彼等の議論において中心的なことは、AEの発生する過程を確率過程論的に取り扱ったことである。これは、AEの発生源での現象を、マルコフ連鎖のように、ある原因がありその結果が次の新しい原因となるという過程を繰り返しつつ成長する機構を持つと考えたことに他ならない。

大塚は、地震発生源の断層運動を、そのような過程としてシミュレートすることを試み、碁石モデルと呼ばれるシミュレーションモデルにより地震の規模別頻度分布を検討した。それは、碁盤の上に白石1個を置き、ある確率で白石と黒石をその周囲に置いてゆき、黒石に囲まれてしまった時点でゲームが終るという単純なモデルからなっている。⁹⁸⁾

彼は、モンテカルロ法によりこの解析を行って、白石の数n(断層の規模、したがってマグニチュードに対応すると考えられる)とそのような事象の発生確率p(発生頻度に対応する)との関係($\log p - n$)が地震の規模別頻度分布($\log N - M$)を表わしていると考えた。その解析によ

り、以下のように述べている。

- (1) 規模別頻度分布曲線は、いずれも上に凸な傾向を有する。
- (2) 細かく見れば、これらの曲線には勾配の急変する所があり、大まかには傾きの異なる2つの直線がつながっているように見える。
- (3) その傾きの急変する折れ曲り点は、白石の置かれる確率 p (断層面の伝播する確率) の増加に伴って、ゲーム終了時の白石の数 n (マグニチュード) の大なる方へ移動する。
- (4) 確率 p の増大にしたがって、規模別頻度分布曲線の勾配は全体的になだらかになる。

後に、彼の研究は、確率過程論では浸透過程 (percolation process) と呼ばれるものであることが明らかにされた。浸透過程とは、そもそも、ランダムな媒質内における決定論的なフローを取り扱うものである。例えば、その解析例で最も単純な「1個の原因が、最大限 s 個の結果を確率的に生む場合」は、樹木状パーコレーションと呼ばれる。水文学において $TDCN$ (topological distinct channel network⁹⁹⁾) と呼ばれる河道位数による流域の地形則は、その $s=2$ の場合に他ならない。そして、基石モデルとは、白石の配置により s の変化するサイトパーコレーションと呼ばれるものであることがわかっている。

¹⁰⁰⁾ 齊藤は基石モデルの解析解を求め、規模別頻度分布における折れ曲り点および勾配を支配するのは、白石の置かれる確率 p ではなく、白石1個あたりの次の白石の平均出生率に相当する $\mu = p \cdot s$ であることを明らかにした。

これらのシミュレーションを主体とした研究とは別に、材料学において破壊の過程をやはり確率過程論的に捉えようとする議論として、レート・プロセス (rate process¹⁰¹⁾) と呼ばれるものがある。

それによると、ガラスの遅れ破壊の場合に、任意時刻 t において単位時間内に割れ目の発生する確率を $b(t)$ 、割れ目が時刻 t まで発生しないでいる確率を $p(t)$ 、その確率密度関係を $q(t)$ とすれば、以下のような式が成立することが知られている。

$$p(t) = \int_t^\infty q(t) dt \quad (I-3-5)$$

$$b(t) = -\frac{d}{dt} \{\log p(t)\} \quad (I-3-6)$$

ここで、確率 $b(t)$ はその過程で一定ではなく、また、材料および破壊の形式により異なるとされている。

ところが、もし $b(t)$ が一定ならば、遅れ破壊の平均時間を \bar{t} として、式 (I-3-5)、式 (I

－ 3－ 6 ）より求めれば、

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} t q(t) dt = \int_0^{\infty} b t e^{-bt} dt = \frac{1}{b} \quad (\text{I} - 3 - 7)$$

となる。

このように、確率 $b(t)$ は \bar{t} の逆数に一致することより、割れ目の平均発生速度（レート）に相当するものと考えられている。また、式（I－3－6）によれば、 $-b$ は、 $\log p-t$ 曲線の勾配を表わしている。

ここで、時間 t を前述の基石モデルにおける白石の個数 n に置換すれば、 \bar{t} は齊藤の議論における基石モデルの平均出生率 μ に相当することがわかる。

したがって、基石モデルで平均出生率 μ が大きくなるほど、規模別頻度分布の勾配がなだらかになるという結果は、 μ が曲線の勾配 b の逆数に相当することより明らかであろう。さらに、式（I－3－6）を変形すれば、

$$b(t) dt = -\frac{dp}{p(t)} \quad (\text{I} - 3 - 8)$$

が得られる。上式は、以下において略述する茂木、Scholz の理論的な誘導の結果を検討する際の基礎となる。

茂木は、規模別頻度分布に関する研究で、^{21), 95)} AE の累積発生頻度 N と破壊領域 V での AE の発生確率を $f(V)$ として、

$$f(V) dV = -\frac{dN}{N} \quad (\text{I} - 3 - 9)$$

を導びいた。そして、 $f(V)$ を材料の不均質度のパラメーター k と結びつけて実験的な検討を行い、次のように結論している。

- (1) 媒質の構造および載荷法を変えて実験した結果、多くの場合に石本－飯田式が満足され、定数 m 値は媒質の種類や力の加え方により、0.3 から 2.7 まで広範囲に変わるのが認められた。
- (2) 破壊が限られた領域に継続して起るときには、定数 m 値は時間とともに次第に大きくなる。このことは、クラック密度が増加することによって、 k が大きくなるのに対応していると思われる。
- (3) 定数 m 値は、媒質の不均質度とともに大きくなるのが、やや定量的に確められた。
- (4) クラックが新しい領域に伝播していく過程では、実験結果は石本－飯田式によく従い、その定数 m 値は一定であると思われる。
- (5) 規模別頻度分布が、石本－飯田式にのらず、折れ線となることがある。その場合に、折れ曲り点は材料内部の規則的構造の構造単位の大きさに関係していることが、実験により確められた。逆

に言えば、そのような規則的構造がなく、十分に不均質な材料の場合には、規模別頻度分布は石本－飯田式によく一致すると考えられる。

規模別頻度分布の折れ曲り点については、前述のように大塚も指摘していた。彼は、この茂木の結果と対応させて、発生した破壊が伝播しようとするときに既存の欠陥や媒質の不連続に遭遇し、その成長が妨げられる確率は $1 - p$ であることから、確率 p は媒質の不均質性と関係しているであろうと述べている。

Scholz⁹⁴⁾は、茂木と少し異なり破壊域を面 A と考え、 $f(V)$ の代りに $g(A)$ を用いて、

$$g(A) dA = -\frac{dN}{N} \quad (I-3-10)$$

を誘導した。そして、 $g(A)$ については、Volkov¹⁰²⁾の確率強度論を用いて議論を展開している。それより、岩石の一軸および三軸圧縮試験を行って次のように述べている。

- (1) 規模別頻度分布は、Gutenberg－Richter 式とよく一致し、その定数 b 値は、試験時の応力増加とともに減少する。これは、Volkov の理論より、応力増加に従って材料の強度を越える確率が増加するのに対応している。
- (2) 破局的な終局破壊を生じる大理石の一軸圧縮試験では、 b 値は大きな値であり、しかもその過程で変動する。また、セン断試験でも同様な結果を得たが、三軸圧縮試験での b 値は小さかった。
- (3) これらの結果より、 b 値の大きな現象はクラックの閉塞などに伴う摩擦スベリによって生じ、圧縮試験ではその後のクラックの伝播によって b 値は減少していくと考えられる。
- (4) 茂木の不均質度によって b 値が大きくなるという実験結果は、終局破壊までの累積頻度に対する m 値を求めているので、載荷初期の摩擦スベリによるものも含まれてしまっている。
- (5) 規模別頻度分布が、Gutenberg－Richter 式にのらず、折れ線となるのは、クラックの大きさならびに供試体の有限性によって生じると考えられる。

以上のように、茂木、Scholz の研究では、AE の発生源での現象をレート・プロセスとして取り扱っている。レート・プロセスの議論では、その過程の遷移確率すなわちレートは物性値であるとされているが、彼等はそれを材料の不均質度とか破壊度と関係づけたに他ならない。

また、石本－飯田式あるいは Gutenberg－Richter 式とは、 m 値、 b 値が定数とされていることより、地震の機構をレート・プロセスにおけるレート一定な現象と考えたことになる。

これに関連して、佐野¹⁰³⁾はひずみ速度一定の圧縮荷重下での岩石実験（その場合のレート・プロセスのレートは、一定と考えられる）を行って、検出された AE の b 値は一定であったという興味ある結果を報告している。

以上の結果から、AE の振幅頻度分布が石本－飯田式および Gutenberg－Richter 式で表現しうるかどうかに、あまり意味は無いと考えられる。したがって、振幅分布に関しては AE

を発生する機構あるいは破壊の機構が、レート・プロセスで説明しうるかどうかから検討を始めるべきであると考えられる。

3.2.2 AEの振幅別頻度分布に関する理論的考察

これまで述べてきたように岩石あるいは金属を対象とした分野でのAEの振幅分布における主題は、 m 値あるいは b 値の挙動にある。ただし、前項で考察したように、その振幅分布の関係は、金属分野で考えられているように統計的あるいは経験的に成立するものではなく、確率過程論より導びかれるものである。そして、 m 値、 b 値はAEを発生する機構をレート・プロセスとして考えた場合のレートと関係することがわかっている。

そこで、以下では、前項での従来の研究に対して検討を加えつつ、材料の破壊時に発生するAEの振幅別頻度分布に関する理論的な考察を行うことにする。

材料の破壊過程で発生するAEの波形について考えてみると、その伝播経路における減衰を別とすれば、振幅は破壊源で生じた微小破壊の規模に対応しているであろう。そして、それぞれの振幅を持った現象の頻度は、材質および破壊形式に依存すると考えられる。

それゆえ、材料の破壊過程で発生するAE事象の最大振幅と頻度の関係は、石本—飯田式のように、単純に大きな現象の頻度ほど指数的に減少するとは考え難く、大略においてFig. I. 3.1のよ

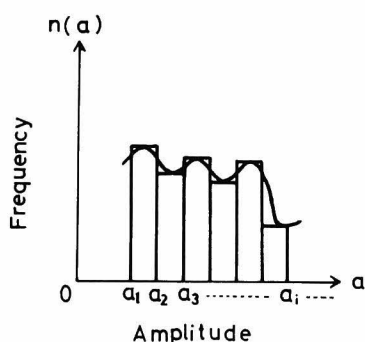


Fig.I.3.1 Relation between acoustic emission amplitude and frequency of occurrence.

うな幾つものピークを持つ分布曲線になると考えられる。これを、累積頻度と振幅の両対数で表わせば、単に直線とならず、Fig. I. 3. 2に示すような材料および破壊形式に固有な幾つかの変曲点を有する曲線となる。その場合、 $\log N - \log a$ の関係は、その定義より $\log N$ が広義の減少関数となることを除けば、直線となるか、上に凸な曲線となるかは判定し得ない。

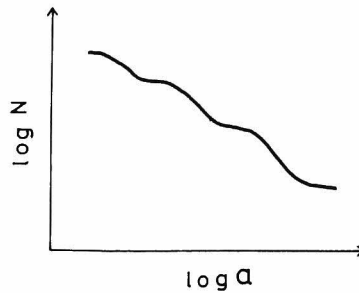


Fig.I.3.2 Relation of $\log N - \log a$.

このような想定のもとに、振幅分布の特性を検討する目的で、地震学にならって実験的に得られるマグニチュード M_e を、

$$M_e = \log a \quad (I-3-11)$$

と定義する。

そこで、Fig. 1.3.2より、 $\log N$ の減少関数という性質を考慮して、この曲線の微係数を $-b$ (M_e) とすれば、次のようになる。

$$b(M_e) = -\frac{d}{dM_e} (\log N) \quad (I-3-12)$$

ここで、 $b(M_e) \geq 0$ であり、 b は定数でなく、 M_e の関数と考えている。

式 (I-3-12) は、前述のレート・プロセス論における式 (I-3-6) に相似な式である。したがって、 $\log N$ 曲線の勾配 b 値とはレートに他ならず、そのレートが一定な過程ではマグニチュードの平均値 $\overline{M_e}$ の逆数に相当するものであることがわかる。

レート・プロセス論では、レートは物性論、材料組織学などに関連した量であるとされている。これは、Fig. 1.3.1 のように振幅分布を想定した妥当性を示すものである。

このように考えるとき、大塚の研究はレート・プロセスのレートが全く確率的に与えられるものとして、モンテカルロ法によりシミュレーション解析をしたことに相当する。その結果によれば、 $\log N - M_e$ 曲線は、上に凸な曲線となり、その巨視的な勾配は、平均マグニチュード $\overline{M_e}$ (基石モデルでは平均出生率 μ) の増加とともに減少するということがわかっている。したがって、もしも、AEの発生源である材料内部の微小破壊の成長過程が全くランダムな確率論的過程であるならば、AEの振幅別頻度分布は大塚のシミュレーション結果と一致することが期待される。

以上のように、 b 値をレート・プロセスのレートに対応させることができ、これより b 値の物理的意味も明確になった。このとき、前述の茂木、Scholz などの結果における b 値の値および挙動は本質的でなく、レート・プロセスにおけるレートの物性論的な特性を実験的に検討したものと

して理解される。

本章では、コンクリート材料あるいは構造物の破壊過程において発生するA Eの振幅別頻度分布について検討することを目的としている。しかし、これについては、これまで全く研究がなされておらず、本節での考察により、実験的に検討するより他に方法のないものであることが明らかになった。そこで、次節において、各種の材料および試験法による実験を行い、A Eの振幅頻度分布について検討を加えることにする。

3.3 コンクリート部材の破壊過程と振幅別頻度分布

3.3.1 実験概要

(1) 実験装置

実験に使用したA E計測装置のブロックダイアグラムをFig. I. 3. 3に示す。図で、波高分析器

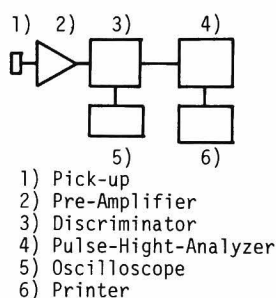


Fig.I.3.3 System block diagram used to obtain acoustic emission magnitude-frequency relation.

(パルスハイトアナライザー)とは、個々のA E現象をその最大振幅によって6段階に分類し、各々の段階の振幅を有する現象の頻度を計数する機器である。以下の実験では50 dB増幅し、10 kHz ~ 300 kHzの周波数帯域のA Eを検出した。ここで、波高分析器の振幅間隔は弁別器(ディスクリミネーター)のダイナミックレンジを考慮して、0.1 V, 0.2 V, 0.4 V, 0.6 V, 0.8 V, 1.0 Vの6段階に設定した。

(2) 供試体

実験を行った供試体は、はりの中央部に開角60°, 1辺1 cmの切り欠きをもつはり(N),それと同寸法の切り欠きの無いはり(B)の曲げ試験用供試体と、一軸圧縮試験用の円柱供試体(C)と同寸法でテフロンシートとシリコングリースにより端面拘束を減じた円柱供試体(T)の4種類で

ある。

これらは、それぞれ水：セメント：砂：骨材＝0.39：1.0：2.0：2.5の富配合コンクリート（CR），水：セメント：砂：骨材＝0.5：1.0：3.0：4.0の貧配合コンクリート（CP），水：セメント：砂＝0.4：1.0：1.0のモルタル（M）の3種類の配合により作製し、水中養生を行った。供試体の概要は、Table I. 3. 1に示す。以下では、上で記述した記号を組合せて用いるこ

Table I.3.1 Size of test specimens.

Loading	Series	Size (cm)
Notch	N	4.8 x 10.0 x 39.0
Bending	B	4.8 x 10.0 x 39.0
Compression 1	C	10 ϕ x 20
Compression 2	T	10 ϕ x 20

とにより試験結果を述べる。例えば、NCRとは、富配合コンクリートの切り欠きはりの曲げ試験を意味している。

3.3.2 実験結果および考察

検出された各振幅値の頻度は、前節で述べたように、供試体の個々の破壊過程に固有な特性を表わしていると考えられる。これが、レート・プロセスに相当すること、および大塚の結果と対応づけるために、载荷の初期から各荷重段階までで得られるFig. I. 3. 2の分布の縦軸を、その段階までに発生した総頻度に対する割合（確率）で表わすことにして振幅別頻度分布を作成した。Tシリーズの供試体の試験結果より得られた振幅別頻度分布をFig. I. 3. 4に示す。図中の各曲線に付した数字は、終局の破壊荷重に対する荷重段階を表わす百分率であり、それぞれの曲線が载荷の初期からその荷重段階までに得られた振幅別頻度分布を表わしている。

図より、分布曲線は上に凸となる性質を持つことがわかる。また、M供試体ではほとんどこの曲線が変化しないのに対して、CP，CR供試体では終局荷重に近づくにつれて、曲線は下方へと移動している。このことは、コンクリート供試体では、貧配合になるなど終局段階に近づくにつれて、総頻度のうちで小規模の破壊現象が卓越することを示唆している。

次にBシリーズの供試体での結果を、Fig. I. 3. 5に示す。この曲線も上に凸となる性質を有しているが、M，CR，CPの供試体ともTシリーズの結果とは異なって、終局段階に近づくにつれて、振幅分布曲線は大きく上方へ移動している。これより曲げによる破壊過程では、終局荷重近く

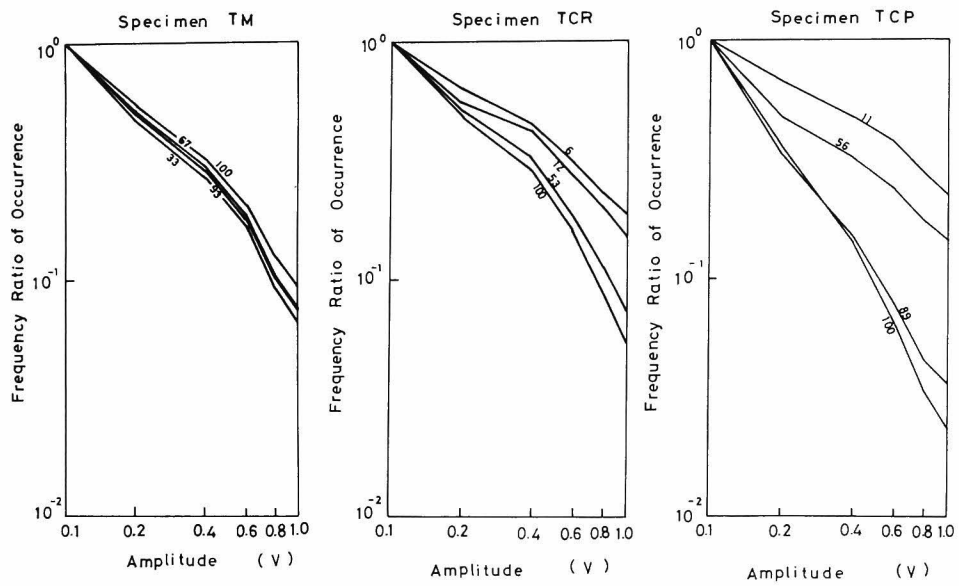


Fig.I.3.4 Frequency ratio of occurrence versus acoustic emission amplitude
(magnitude - frequency relation) in uniaxial compression tests.

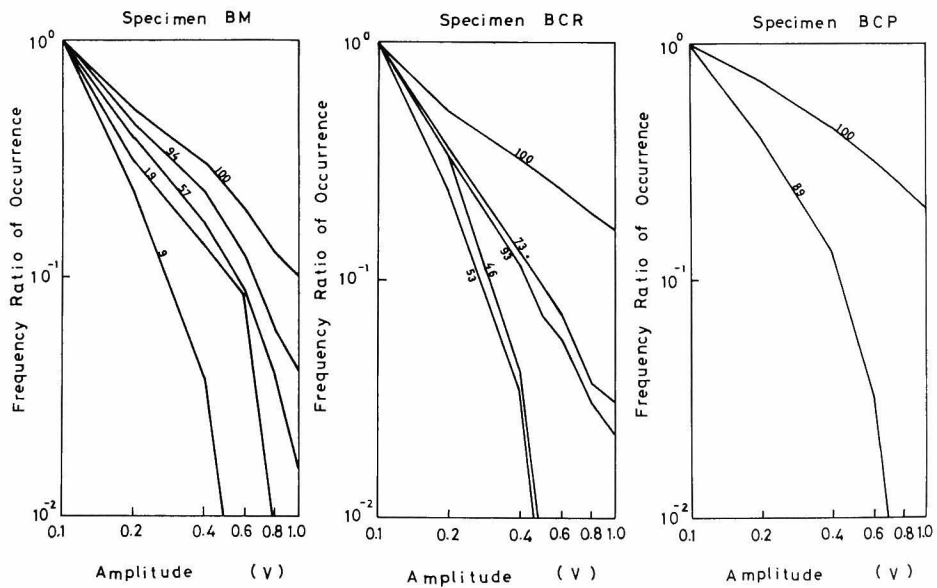


Fig.I.3.5 Frequency ratio of occurrence versus acoustic emission amplitude
(magnitude - frequency relation) in bending tests.

で大規模な破壊現象が頻発することがわかる。

Fig. I. 3. 6 には、C シリーズ供試体での結果を示した。この図から、振幅別頻度分布曲線は同

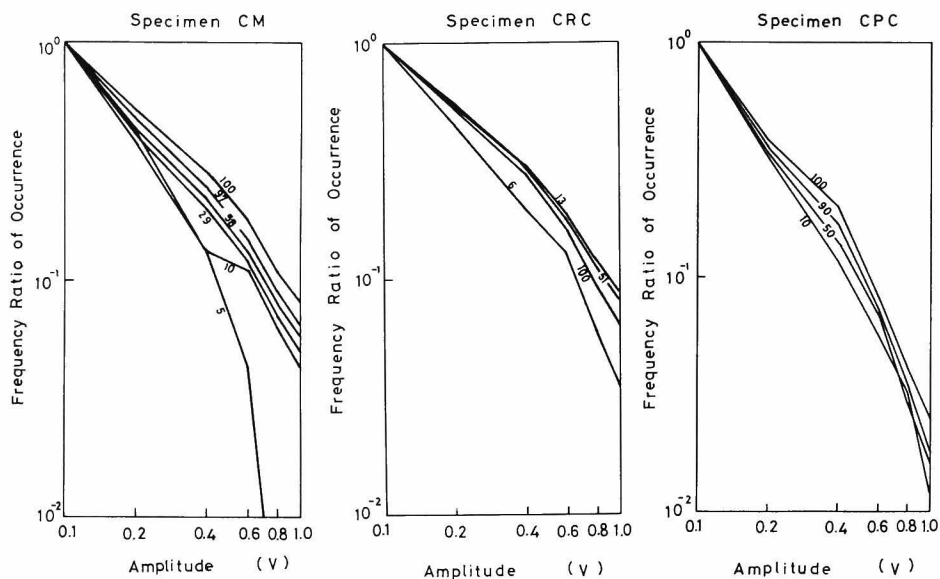


Fig.I.3.6 Frequency ratio of occurrence versus acoustic emission amplitude
(magnitude frequency relation) in uniaxial compression tests.

様に上に凸となる性質を示しているが、M供試体の载荷初期でのそれを除けば、曲線はどれもほとんど変化していないことがわかる。これをTシリーズ供試体での試験結果と比較すれば、圧縮試験における供試体の端面拘束の有無が、クラックの形成ならびに成長過程に大きな影響を及ぼしていることがわかる。

Nシリーズ供試体の結果をFig. I. 3. 7に示す。M供試体での载荷の初期における振幅分布曲線の水平な部分は、計測上の設定範囲の上限である1.0 Vより大きな現象が発生したにもかかわらず、水平な部分の規模の現象は発生しなかったことを意味している。それは、実験の際に設定した測定範囲に問題があったとも考えられるが、振幅分布を石本－飯田式あるいはGutenberg－Richter式で単純に表わそうとすることの困難さも示している。分布曲線の変動は、Bシリーズ供試体の結果と同様に、終局荷重段階において急激に上方へ移動しており、切り欠きはりの曲げ試験では、その段階で突然で大規模の破壊現象が頻発することを示している。

以上の各種の実験結果から、振幅別頻度分布曲線は、全て上に凸な特性を持つことが明らかになった。これは大塚のシミュレーションの結果とも一致している。したがって、曲線の微係数bの値

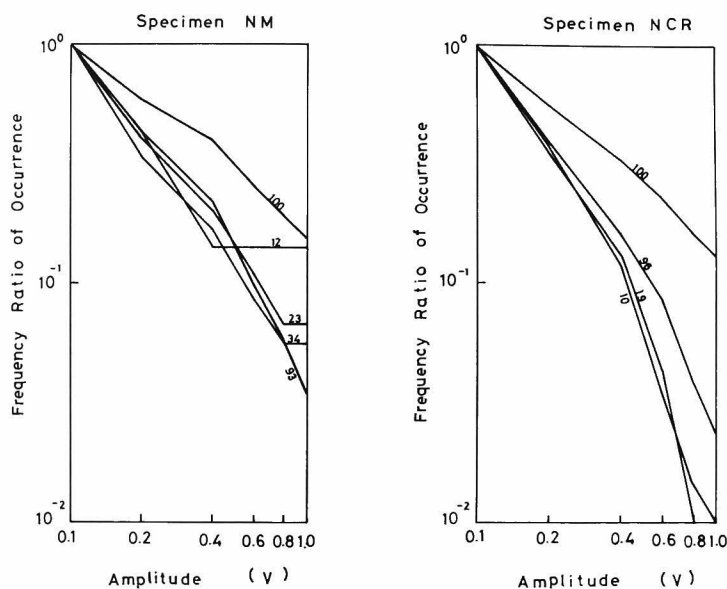


Fig.I.3.7 Frequency ratio of occurrence versus acoustic emission amplitude
(magnitude - frequency relation) in bending tests.

は、それを茂木、Scholz などのように直線近似により求めても値自身の物理的意味は不明確である。しかしながら、破壊過程におけるこの分布曲線の変動特性を把握する必要があることより、前節での議論から、この分布の平均マグニチュード \overline{Me} を導入する。

これは、各荷重段階で得られた分布曲線に基づいて求めた実験的マグニチュード Me の平均値であり、各荷重段階までの過程で発生した破壊現象を1個の地震と考えた場合の平均的な規模に相当する。また、レート・プロセス論より、その逆数がレートに相当すると考えればよい。

Fig. I.3.8 は、Fig. I.3.4～Fig. I.3.7 に示した全ての実験結果から、平均マグニチュード \overline{Me} の値を各荷重段階に対してプロットしたものである。図より、Bシリーズ、Nシリーズなどの曲げ試験では、終局荷重段階での急激な大規模破壊現象の発生に対応して \overline{Me} が大きくなるのに対して、Cシリーズ、Tシリーズなどの圧縮試験の結果では、 \overline{Me} はほとんど変化しないことがわかる。また、終局破壊時での平均マグニチュード \overline{Me} の値は、CP, CR, M供試体の順に均質度が高いと考えられるほど大きくなっている。

このように表現することにより、Fig. I.3.4～Fig. I.3.7 に示した振幅別頻度分布の変動の様子がさらに明確に示された。

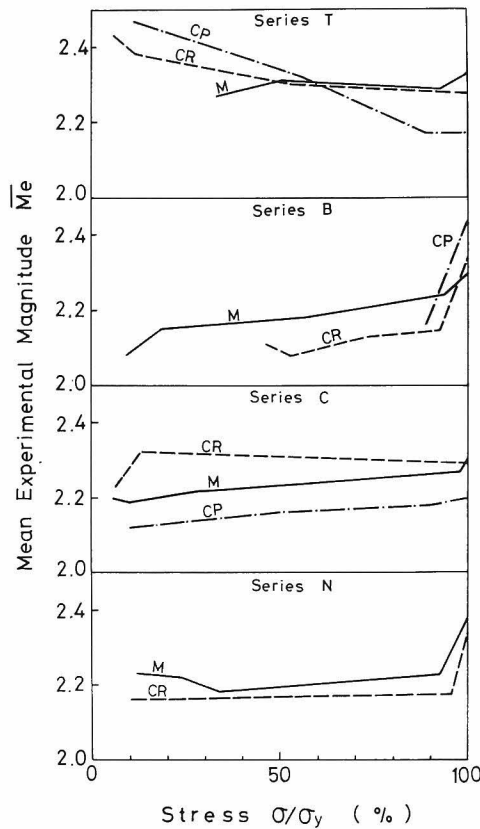


Fig.I.3.8 Mean experimental magnitude \bar{M}_e as a function of normalized stress.

以上のように、各破壊過程でのAEの振幅分布の固有な挙動を平均マグニチュード \bar{M}_e をパラメーターとしてとらえることができた。そこで、前章の2.3節で行った実験の際に、同時に計測した振幅分布についても同様な整理を試みた。

鉄筋コンクリートはりの曲げ試験での結果も、振幅別頻度分布曲線は上に凸となることが認められた。例として、Hシリーズ供試体での実験結果をFig. I.3.9に示す。試験時に、この振幅分布を求めるためのAE変換子は、供試体端部に設置したが、H1供試体だけは中央部にもAE変換子を装着して計測した。その結果をH1Cとして示している。図よりH1の結果では振幅分布はほとんど変動しないが、H1C、H2では载荷の初期から分布曲線は上方へ大きく移動している。このように、H1とH1Cとでは分布曲線の形状も、その変動状態もかなり異なることがわかる。それゆえ、このような大型の供試体においては、AE変換子の定着位置により、材料内部におけるAE波の距離減衰などによって分布曲線の特性の異なることが認められた。

さらに、例として、SRC供試体の試験により求めたマグニチュード \bar{M}_e の破壊過程での変化

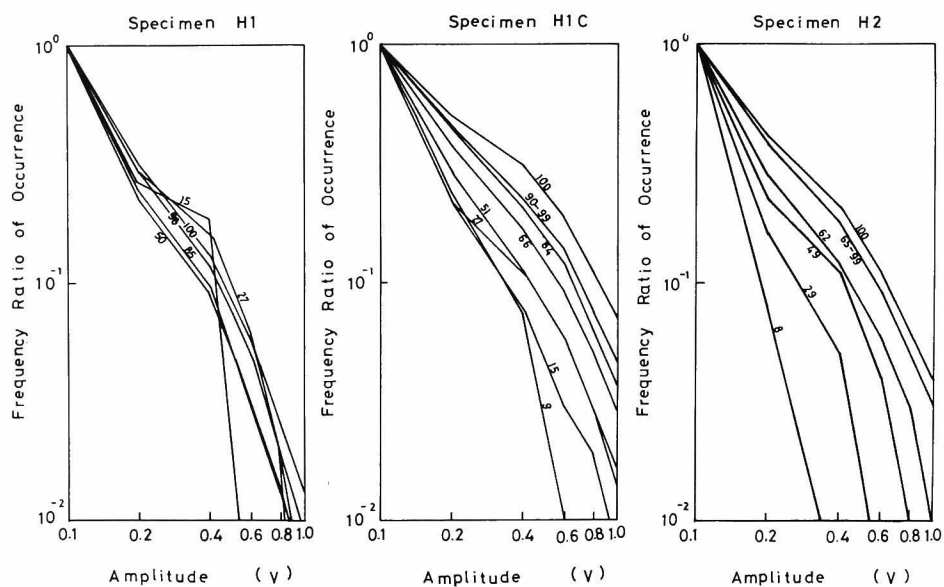


Fig.I.3.9 Frequency ratio of occurrence versus acoustic emission amplitude
(magnitude - frequency relation) in H series specimens.

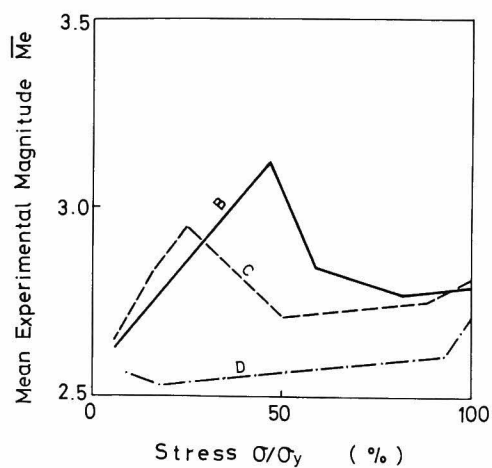


Fig.I.3.10 Mean experimental magnitude \bar{M}_e as a function of normalized stress
in SRC specimens.

図をFig.I. 3.10に示す。図のB, C供試体における \bar{M}_e のピークとなっている荷重段階は、前章の結果を対照すれば明らかに打ち継ぎ目付近で大変形を生じた荷重に対応している。こ

れから、コンクリート構造物の破壊過程での固有な特性も、平均マグニチュード \overline{Me} を指標として推察する可能性のあることがわかる。

3.4 本章の結論

本章では、A Eの振幅別頻度分布について、確率過程論により理論的に考察し、従来の研究に検討を加えた。そして、その成果に基づいて、A Eの振幅分布の特性に関して実験的な考察を行った。

これより得られた結論は、以下のようである。

- (1) A Eの振幅別頻度分布は、石本－飯田式あるいはGutenberg－Richter式で表されるというよりも、レート・プロセスで説明づけられるべきものである。そのときb値は、レート・プロセスのレートに相当し、供試体の材質および破壊形態に依存することが明らかになった。
- (2) 実験の結果、A Eの振幅別頻度分布曲線は、上に凸な特性を有し、供試体の材料および載荷法により終局破壊に至る各過程で変動することが認められた。このような分布曲線の変動特性を把握するために、平均マグニチュード \overline{Me} を導入してそれを評価することを提案した。その値は、レート・プロセス論によれば、上述のb値の逆数に相当することになる。
- (3) \overline{Me} は、破壊形態および破壊過程に敏感であり、クラックの成長過程の相違も明瞭に表わす。例えば、曲げ試験では、 \overline{Me} は終局破壊直前に大きくなり、一軸圧縮試験のように多くのクラックが成長し、連結され破壊に至る過程ではほとんど変化しないことが認められた。
- (4) 鉄筋コンクリート構造物の破壊過程でのA Eの振幅別頻度分布曲線も、やはり上に凸となる特性を有していた。この場合にも \overline{Me} は、その構造物の破壊過程に固有な挙動を示すが、A E変換子の位置ならびに材料内の波動伝播における距離減衰の影響などをうけるために、検出点での評価パラメーターと解されねばならない。

このように、本章での研究成果により、A Eの振幅別頻度分布の定性的な特徴は、十分にとらえることができたと思われる。そして、ここで定義した \overline{Me} は材料内部の構造特性や破壊形態に鋭敏なパラメーターとして、今後、様々な方面に適用することが可能であると考えられる。ただし、鉄筋コンクリート供試体およびSRC供試体の試験結果から明らかになったように、A E波形の振幅の場所的な変化は、振幅分布のみで詳細な議論を行おうとする際には、問題となるであろう。また、振幅分布では最大振幅を対象としているが、それは主に表面波などの境界条件に依存した分散性の波動成分が寄与している可能性がある。

これらを解明するには、A E波動の伝播特性を明らかにすることが必要である。それに関しては、第II部で弾性波動理論に基づいて詳しく検討を行う。

第4章 A E による破壊源探査に関する考察

4.1 はじめに

A Eとは、これまで述べてきたように材料内の微小破壊に伴って放出される弾性波である。したがって、1つのA E現象が発生すれば、必ずそれに対応した破壊源がある。それゆえ、A E波形の観測により、破壊源の位置、破壊の機構、規模に関連した情報が得られると考えられる。なかでも、破壊源の位置を調べることを主目的とした破壊源探査は、構造体やその1部分の欠陥箇所の検出を目的とした非破壊検査とか、材料の破壊過程の追跡、破壊機構の解明などに新しい測定技術をもたらすものと期待されている。

第1章でも述べたように、すでに金属分野では、圧力容器の耐圧試験や溶接欠陥などの内部探査³²⁾に、あるいは鉱山では、山はね探査網に適用され注目を浴びている。また、岩石実験でも茂木、S-¹⁰⁴⁾cholz¹⁰⁵⁾などに始まり、最近ではByerlee¹⁰⁶⁾とLockner¹⁰⁷⁾の報告が見られる。

したがって、破壊源探査は、コンクリート工学の分野でも、材料および構造物内部の微小破壊の成長過程を外部からの観測によって、定量的かつ立体的に把握できる新しい手法として、その適用性が大いに期待できる。

ただし、コンクリート材料および構造物への適用に関しては、対象とするのが金属分野のような板材でないため、その分野で採用されている表面波による2次元的な探査では十分でない。さらに、一般に不均質材料であるため、A E波動の複雑な伝播挙動が問題となる。それゆえ、この技術は、コンクリート分野では適用例も少なく、まだ確立されたものとは言い難く、A E計測システムの開発、改良はもちろんのこと、基礎から応用までの広範囲な研究が必要と思われる。

本章は、このような考えのもとに、A Eの発生特性に関する基礎的な研究の一環として、A Eによる破壊源探査について考察したものである。

以下では、まず破壊源探査法の原理から始め、本研究で考案した破壊源探査の計算手法について述べる。さらに、計測システムについて記述し、実際に検出されるA E波動に基づいてA E変換子の配置および計測誤差に関して考察を加え、本手法における精度を検討する。そして、開発した破壊源探査法をモルタル、コンクリートの種々の破壊試験に適用した例について検討を行う。

なお、本章の一部は、既に発表済みであるので文献¹⁰⁸⁾をも参照されたい。

4.2 破壊源探査法

4.2.1 破壊源探査の原理と1次近似解

破壊源探索とは、幾つかの検出点からのAE波形を同時記録し、その到達時間差から破壊源位置を決定するものであり、原理的には地震の震源探索法 (source location) となんら異なる
ところはない。ただし、AE波では、Fig. I.4.1に見られるように、縦波、横波、表面波さら
に境界からの反射波などが複雑に重なり合っているため、地震波のように縦波と横波の到達時間差、
いわゆるP-S時間差を判読することは困難である。

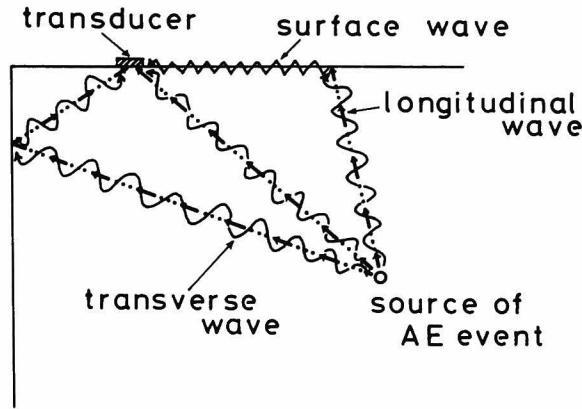


Fig.I.4.1 Waves transmitted to a transducer from a source.

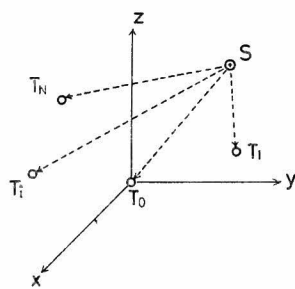
金属分野での欠陥探索では、板材での2次元の破壊源探索を目的としているため、表面波と考え
られる最大振幅の到達時間差が用いられている。

本章で対象とするような3次元物体に対しては、縦波初動の到達時間差を用いるのが確実である
と思われる。そのような時間差データから破壊源位置を決定する方法は、鉾山での山はね探索網な
どで幾つかの処理法がとられている。そこで、以下ではそれも含めて、3次元的な破壊源探索の方
法について考察する。

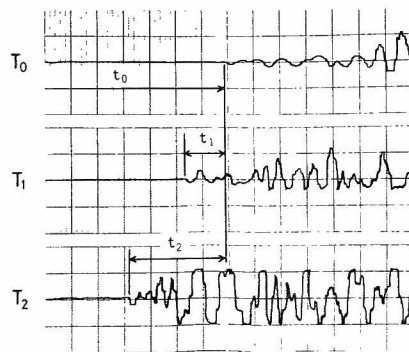
Fig.I.4.2に示すように基準とするAE変換子 T_0 を原点として3次元座標系をとり、 i 番目
の変換子 T_i の座標を (a_i, b_i, c_i) とする。このとき、破壊源を $S(x, y, z)$ 、縦波の伝播速
度を v_p 、 S から原点までの縦波の到達時間を t_0 、 T_0 と T_i での縦波初動の到達時間差を t_i とす
れば、破壊源 S から変換子 T への距離 R は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = v_p t_0 \\ R_i &= \sqrt{(x - a_i)^2 + (y - b_i)^2 + (z - c_i)^2} = v_p (t_0 + t_i) \end{aligned} \right\} \quad (I-4-1)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N-1)$$



a)



b)

Fig.I.4.2 a) Locations of the source S and transducers T_0, T_1, \dots , and T_N .

b) AE signal records of transducers T_0, T_1 , and T_2 .

上式は、 x, y, z, v_p, t_0 を未知数としたAE変換子の数である N 個の球面の方程式である。この式より解を求める方法も提案されているが¹⁰⁹⁾、 t_0 は計測データから直接には知られない量であるため、一般にはこれを消去して、各変換子への到達時間差 t_i だけを用いた次式に変形する。

$$\sqrt{(x-a_i)^2+(y-b_i)^2+(z-c_i)^2} - \sqrt{x^2+y^2+z^2} = v_p t_i \quad (i=1,2, \dots, N-1) \quad (\text{I}-4-2)$$

これらは、二葉双曲面の片側の方程式であり、解は式(I-4-2)に示された $N-1$ 個の双曲面の交点として得られる。それは x, y, z, v_p に関する非線形連立方程式であり、このままで解くには少なくとも5個のAE変換子を用いた計測システムが必要となる。

さらに、式(I-4-2)は直接計算には不向きであるので、各式を平方し差をとる。例えば、 i 番目と j 番目の差をとることにより、次のような線形連立方程式に変形する。

$$\begin{aligned} A_{ij}x + B_{ij}y + C_{ij}z + D_{ij}v_p^2 &= E_{ij} \\ \left. \begin{aligned} A_{ij} &= 2(a_i t_j - a_j t_i) \\ B_{ij} &= 2(b_i t_j - b_j t_i) \\ C_{ij} &= 2(c_i t_j - c_j t_i) \\ D_{ij} &= t_i t_j (t_i - t_j) \\ E_{ij} &= t_j (a_i^2 + b_i^2 + c_i^2) - t_i (a_j^2 + b_j^2 + c_j^2) \end{aligned} \right\} \quad (\text{I}-4-3) \\ (i=1,2, \dots, N-1; j=1,2, \dots, N-1) \quad (i \neq j) \end{aligned}$$

式(I - 4 - 3)より, $t_i \approx 0$, $t_i \approx 0$ ならば一次独立な式は $N-2$ 個得られる。

この連立方程式は, 簡単に解くことができる。その場合, 変換子の総数が N 個であることより, x , y , z を求めるためには v_p が既知ならば 5 個, 未知ならば 6 個の変換子による計測システムが最低必要である。ただし, 式(I - 4 - 3)には, 計測データ t_i が全ての係数に含まれており, これが探査誤差に直接に影響するであろう。計測誤差が全く無い場合には, 正解が得られるが, 現実にはそのようなことは期待できない。したがって, この解は 1 次近似解と考えるのが妥当であろう。なお, この段階で, 探査結果への計測誤差の影響を少なくするために, 計測システムのチャンネル数を増加させて最小二乗法を用いることも提案されている。¹¹⁰⁾

ここで, 変換子の配置に関連して, 1 次近似解の求まらない条件を考察しよう。

v_p が既知で, 変換子の個数が 5 個の計測システムを用いた場合を考える。式(I - 4 - 3)で $i = 1$, $j = 2, 3, 4$ とすれば, 次のように表わすことができる。

$$2 \begin{pmatrix} a_1 t_2 - a_2 t_1, b_1 t_2 - b_2 t_1, c_1 t_2 - c_2 t_1 \\ a_1 t_3 - a_3 t_1, b_1 t_3 - b_3 t_1, c_1 t_3 - c_3 t_1 \\ a_1 t_4 - a_4 t_1, b_1 t_4 - b_4 t_1, c_1 t_4 - c_4 t_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{12} - D_{12} v_p^2 \\ E_{13} - D_{13} v_p^2 \\ E_{14} - D_{14} v_p^2 \end{pmatrix} \quad (\text{I} - 4 - 4)$$

上式の左辺の行列式を求めれば,

$$\begin{vmatrix} a_1 t_2 - a_2 t_1, b_1 t_2 - b_2 t_1, c_1 t_2 - c_2 t_1 \\ a_1 t_3 - a_3 t_1, b_1 t_3 - b_3 t_1, c_1 t_3 - c_3 t_1 \\ a_1 t_4 - a_4 t_1, b_1 t_4 - b_4 t_1, c_1 t_4 - c_4 t_1 \end{vmatrix} = -t_1 D_{234} + t_2 D_{134} - t_3 D_{124} + t_4 D_{123} \quad (\text{I} - 4 - 5)$$

となる。ここで, D_{ijk} は次のようである。

$$D_{ijk} = \begin{vmatrix} a_i & a_j & a_k \\ b_i & b_j & b_k \\ c_i & c_j & c_k \end{vmatrix} \quad (\text{I} - 4 - 6)$$

式(I - 4 - 6)より, D_{ijk} は, 変換子 T_i , T_j , T_k と座標原点にある変換子 T_0 を結ぶ 3 つのベクトルを稜とする平行六面体の体積を表わしていることがわかる。それゆえ, 例えば, 式(I

－ 4－5)で2つ以上の D_{ijk} が同時に0となれば、他の D_{ijk} も全て0となって、式(I－4－4)の左辺の行列式は0となる。これは、全ての変換子が同一平面上にある場合に対応する。さらに、例えば、 $D_{234}=0$ で、 $t_2=t_3=t_4=0$ でも式(I－4－5)の行列式は0となる。それは、変換子 T_0, T_2, T_3, T_4 が同一平面上にあり、 T_0, T_2, T_3, T_4 から等距離の所に破壊源が存在する場合に対応する。これより、5個の変換子のうち4個が同一平面の円周上にあり、その円の中心を通り面に垂直な線上に破壊源が存在しても、式(I－4－4)の左辺の行列式は0となることがわかる。

次に、1次近似解が求められた場合に、計測誤差が小さくても、大きな探査誤差の生じる可能性¹¹¹⁾を指摘して、式(I－4－3)の持つ問題を考察する。

一つには、式(I－4－2)を平方したため、式(I－4－3)と式(I－4－2)とは、必ずしも同値ではないことである。前述のように、式(I－4－2)は二葉双曲面の一方の曲面を示す方程式である。このため、平方したことによって、他方の側の双曲面の交点が解に含まれる可能性がある。それゆえ、式(I－4－3)から求められた解は、式(I－4－2)に代入することにより、真偽を検討する必要がある。

もう1つの最も重大な問題は、 t_i に計測誤差が含まれることが避けられないため、式(I－4－2)の双曲面は大抵の場合、同一交点を持たないが、式(I－4－3)は解を持つことである。その例を、2次元の場合で、以下において考えることにする。

Fig. 1.4.3 a)のように、変換子の位置を $S_0(0,0)$ 、 $S_1(0,1)$ 、 $S_2(1,0)$ 、 $S_3(-1,0)$ として、破壊源が $(0, \frac{1}{4})$ であるとすれば、3つの双曲線 h_1, h_2, h_3 および式(I－4－3)に相当する直線 L_2, L_3 もこの点で交わることになる。ここで、破壊源から S_0 と S_1 までの距離差は、図からも $\frac{1}{2}$ であるとわかっているが、計測誤差によって d という値をとったとすれば、Fig. 1.4.3 b) になる。明らかに3つの双曲線は1点で交わらず、直線 L_2, L_3 の交点は図のような位置に求まる。ただし、この場合には d が $\frac{1}{2}$ に近づくとつれて、その交点 $(0, (2-d-2d^2)/4)$ は真の位置 $(0, \frac{1}{4})$ に近づいていくことがわかる。

次に、変換子の位置が、 $S_0(2,0)$ 、 $S_1(0,1)$ 、 $S_2(-2,0)$ 、 $S_3(0,-1)$ で破壊源が $(\sqrt{3}, 0)$ である場合を考える。この場合は、Fig. 1.4.4 a) に示すように双曲線は1点で交わり、線形方程式の2直線は一致している。これは、前述の式(I－4－5)の行列式が0となる場合の2次元での例である。破壊源から S_0 と S_2 までの距離の差は、 $2\sqrt{3}$ であるが、計測誤差により d という値になれば、Fig. 1.4.4 b) に示すように線形方程式の解は $(-\frac{\sqrt{3}d}{4}, 0)$ に求められる。この場合は、 d が $2\sqrt{3}$ に近づいても探査点は $(-\frac{3}{2}, 0)$ に近づき、真の破壊源とは一致しないことがわかる。

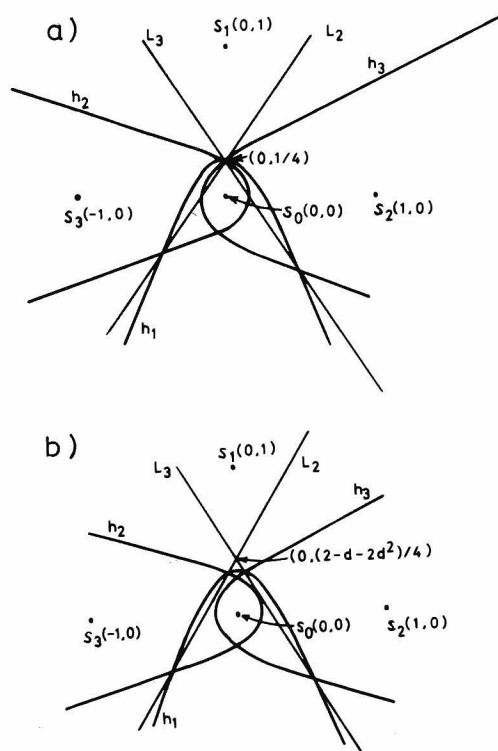


Fig.I.4.3 Hyperbolas h_1 , h_2 and h_3 and lines L_2 and L_3 . The source coordinates are a) the actual source $(0, 1/4)$ and b) the extraneous source $(0, (2-d-2d^2)/4)$. Notice that if d is close to $1/2$ then the extraneous solution is close to the actual source.

これらの例より、1次近似解を求める際には、式(I-4-4)の左辺の行列式が0に近い場合は、AE変換子の配置をも含めて特別な配慮が必要であることがわかる。

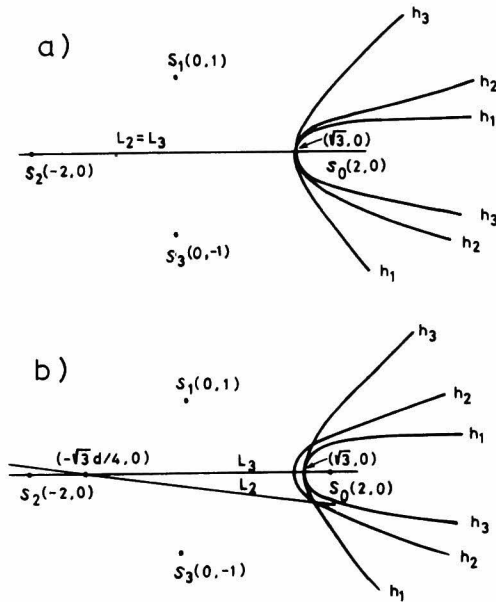


Fig.I.4.4 a) Hyperbolas h_i have a unique intersection point, but lines L_2 and L_3 coincide with the x -axis. Then any point $(x,0)$ satisfies the equations. b) The h_i have no point in common, but the equations have a unique solution $(-d\sqrt{3}/4,0)$. For d close to the exact data $2\sqrt{3}$, this solution is almost $(-3/2,0)$, which is a long way from the correct solution.

4.2.2 破壊源位置の決定

前項で述べたように、1次近似解を求めるには、3次元ならば最低5個の変換子を用いた計測システムが必要であり、さらに最小二乗法などを適用するには、それ以上のチャンネル数の計測システムが必要である。

しかしながら、式(I - 4 - 2)と式(I - 4 - 3)を組み合わせた反復法によれば、3次元の場合には4チャンネル、2次元の場合には3チャンネルの計測システムで、破壊源探索を行うことも可能である。このような反復法は、4.4節の実験において実際に使用される。

それは、縦波速度を既知として、例えば、 y 座標を仮定して前述の式(I - 4 - 3)より1次近似解を求め、式(I - 4 - 2)より時間差を逆算する。次に再び y 座標を仮定し直し、式(I - 4

－ 2) の方程式を許容計算誤差内 (5 mm) で満足するまで、この操作を繰り返すものである。

次に、5 チャンネルの計測システムでの実験結果も次節で述べられるが、この場合には、1 次近似解を求めその解の改良に最小二乗法を用いる手法を考案した。それを、以下に述べる。

(1) 最小二乗法を用いた反復法

前項で述べたように、計測データ t_i には誤差が含まれることは避けられない。したがって、双曲面は 1 点で交わらないのが普通であり、その場合には線形方程式の解は真の破壊源からはずれた所に求まることになる。

1 次近似解の改良を行うために、1 次近似解 $X^a = (x^a, y^a, z^a)$ に対し、真の解は $X^a + \Delta X = (x^a + \Delta x, y^a + \Delta y, z^a + \Delta z)$ にあると考え、式 (I - 4 - 1) の無理式を Taylor 展開すれば、次のようになる。

$$R_i \approx R_i^a + l_i^a \Delta x + m_i^a \Delta y + n_i^a \Delta z \quad (i = 1, 2, \dots, N-1) \quad (\text{I} - 4 - 7)$$

ここで、

$$R_i^a = \sqrt{(x^a - a_i)^2 + (y^a - b_i)^2 + (z^a - c_i)^2}$$

$$l_i^a = \frac{x^a - a_i}{R_i^a}, \quad m_i^a = \frac{y^a - b_i}{R_i^a}, \quad n_i^a = \frac{z^a - c_i}{R_i^a}$$

である。

式 (I - 4 - 2) に誤差 ϵ_i を導入し、式 (I - 4 - 7) を代入すれば、誤差 ϵ_i に関する次のような方程式が得られる。

$$\epsilon_i = v^p t_i - (R_i^a - R_0^a) - (l_i^a - l_0^a, m_i^a - m_0^a, n_i^a - n_0^a) \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix} \quad (\text{I} - 4 - 8)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N-1)$$

式 (I - 4 - 8) で表わされた誤差 ϵ_i に最小二乗法を適用すれば、 ΔX を容易に決定することができる。

例えば、式 (I - 4 - 8) の右辺の第 1、第 2 項をまとめて列ベクトル $\{\delta^a\}$ で表わし、方向余弦の行列を $[K^a]$ とすれば、これは行列表示で、

$$\{\epsilon\} = \{\delta^a\} - [K^a] \{\Delta X\} \quad (\text{I} - 4 - 9)$$

と書ける。このとき二乗誤差 ϕ は、 $\phi = \{\varepsilon\}^T \{\varepsilon\}$ で求められる。したがって最小二乗誤差となるように、

$$\frac{\partial \phi}{\partial \{\Delta X\}} = \frac{\partial \{\varepsilon\}^T \{\varepsilon\}}{\partial \{\Delta X\}} = 0$$

をとることにより、

$$\{\Delta X\} = ([K^a]^T [K^a])^{-1} [K^a]^T \{\delta^a\} \quad (I-4-10)$$

と決定される。

そこで新たに $X^a + \Delta X$ を 1 次近似解と考えると、式 (I-4-7) からの過程を繰り返し $\Delta X \approx 0$ まで反復計算を行えば、収束解が得られる。

式 (I-4-10) を見ればわかるように、 $\Delta X \approx 0$ となるのは $\{\delta^a\} \approx 0$ の場合である。これは、式 (I-4-9) を参考にすれば、式 (I-4-2) で誤差が 0 の場合に対応するのは明らかであろう。

本手法の適用例を、前項と同様に 2 次元の場合で考察しよう。

変換子が $S_0(0, 0)$ 、 $S_1(1, 0)$ 、 $S_2(0, 1)$ 、 $S_3(-\frac{3\sqrt{2}}{4}, 0)$ に配置されており、測定の結果、式 (I-4-2) の右辺の値として $v_p t_1 = \frac{1}{2}$ 、 $v_p t_2 = \frac{1}{2}$ 、 $v_p t_3 = \frac{3}{4}$ と得られたとする。この場合には、Fig. 1.4.5 に示すように、双曲線は 1 点で交わらず、1 次近似解は、図中に ⊙ 印で示した位置に求められる。この解に、上述の反復法を適用すれば、収束解として、■印で示した位置に改良された解が求められる。計測値より求められた双曲線との差異は、図に示した K_1 、 K_2 、 K_3 によって、

$$\sqrt{\{(K_1/2)^2 + (K_2/2)^2 + (K_3/2)^2\}/3}$$

として求めることができる。この値の大きなものは、もともとの計測値から得られた双曲線によって囲まれる領域が大きく、計算誤差が大きいことを表わしている。後の実験では、上の無理式の値が許容範囲内 (5 mm) に収まらないものは、計算誤差の大きいものとして、これを除外することにした。

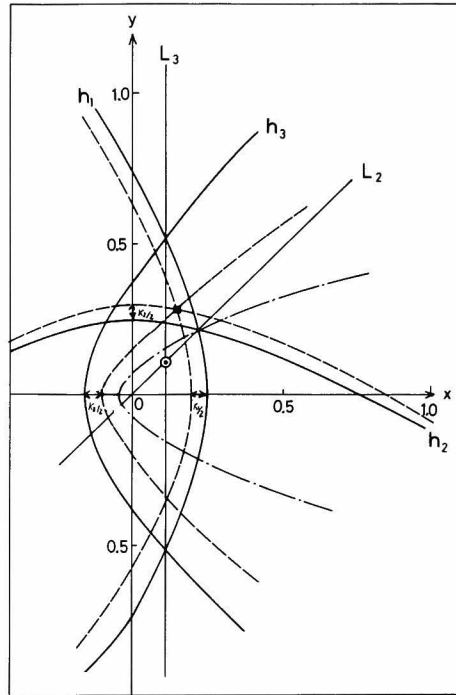


Fig.I.4.5 Example of a first approximation and an iterative solution.

(2) 縦波伝播速度の異方性の考慮

一軸圧縮荷重下の岩石供試体では、終局破壊直前になると弾性波の伝播速度が変化することが報告¹¹²⁾されている。また、コンクリート構造物においても鉄筋コンクリートはりでは、伝播速度に異方性の存在することが知られている。

破壊源探査において、そのような伝播速度の変動が存在する場合に、これを無視することは探査精度の点で問題が多いであろう。材料内部を局所的に考えれば、その速度はかなり変動している。これを完全に考慮することは不可能であり、系全体の平均的な伝播速度で考えざるを得ない。その場合、縦波速度の変化は、予備試験によってわかっているならば、考慮するのは簡単である。しかしながら、伝播速度に異方性が存在する場合には、前述の方法をさらに改良する必要がある。それを、以下に述べる。

3次元座標系 (x, y, z) を考え、 x, y, z の方向の縦波の伝播速度をそれぞれ v_x, v_y, v_z とすれば、方向余弦 (l, m, n) を有する方向への伝播速度 v は、次式で与えられる。¹¹³⁾

$$v = \sqrt{v_x^2 l^2 + v_y^2 m^2 + v_z^2 n^2} \quad (\text{I} - 4 - 11)$$

上式より、異方性の伝播速度を考慮するには、破壊源から、各変換子の定着されている A E 波の検出点へ方向余弦が知られていなければならない。これは、破壊源が決定されて後に、始めてわかることである。そこで、まず、 v_x 、 v_y 、 v_z の平均速度を用いて 1 次近似解を求め、その後、式 (I - 4 - 11) に基づいて解の修正を行う手法を考案した。

式 (I - 4 - 3) において平均速度を用いて 1 次近似解 X^a が求められた後に、前と同様に解は $X^a + \Delta X$ にあると考える。そのとき、式 (I - 4 - 11) を考慮して、破壊源から各変換子 T_i へ方向余弦 (l_i^a , m_i^a , n_i^a) により、伝播速度 v_i が異なるとすれば、式 (I - 4 - 2) は、次のように書き直される。

$$t_i = \frac{\sqrt{(x^a + \Delta x - a_i)^2 + (y^a + \Delta y - b_i)^2 + (z^a + \Delta z - c_i)^2}}{v_i} - \frac{\sqrt{(x^a + \Delta x)^2 + (y^a + \Delta y)^2 + (z^a + \Delta z)^2}}{v_0} \quad (\text{I} - 4 - 12)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N-1)$$

上式に式 (I - 4 - 7) を代入すれば、

$$t_i = \frac{1}{v_i} (R_i^a + l_i^a \Delta x + m_i^a \Delta y + n_i^a \Delta z) - \frac{1}{v_0} (R_0^a + l_0^a \Delta x + m_0^a \Delta y + n_0^a \Delta z) \quad (\text{I} - 4 - 13)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N-1)$$

となる。したがって、

$$\left(\frac{l_i^a}{v_i} - \frac{l_0^a}{v_0} \right) \Delta x + \left(\frac{m_i^a}{v_i} - \frac{m_0^a}{v_0} \right) \Delta y + \left(\frac{n_i^a}{v_i} - \frac{n_0^a}{v_0} \right) \Delta z = \left(t_i - \frac{R_i^a}{v_i} + \frac{R_0^a}{v_0} \right) \quad (i = 1, 2, \dots, N-1) \quad (\text{I} - 4 - 14)$$

が得られる。

上式に、再び誤差 ϵ_i を導入して最小二乗法を適用すれば、 ΔX が決定され反復法によって同様に $\Delta X \approx 0$ まで繰り返すことにより破壊源は決定される。ここで、式 (I - 4 - 14) において伝

播速度 v に異方性が無いと考えれば、これは式 (I-4-8) と完全に一致することに注意されたい。

4.3 破壊源探査法の精度

4.3.1 AE波動の検出

(1) 計測装置

破壊源の決定に際しては、計測誤差と解法の誤差を検討することが必要である。計測誤差には、①計測装置の感度、②到達時間差の読み取り精度、③縦波速度の変動などが主要因となっている。

計測装置の感度に関するものは、AE波の伝播特性とも関連しており、材料の内部構造に基づく波の消散とか、幾何学的な原因による散乱、さらにAE変換子への入射角なども問題となる。これらは変換子の配置と密接に関係しており、それらを考慮してどの計測チャンネルも等価な感度となるように変換子を配置し、かつ各チャンネルで縦波の初動を確実にとらえられるような計測システムを考案する必要がある。

到達時間差の読み取り精度は、計測装置の分解能の問題である。例えば、金属分野で一般に使用されている破壊源探査のリアルタイム処理システム^{51), 53)}では、各計測チャンネルに閾値電圧を設定し、あるチャンネルでの波形がこれをよぎって後、他のチャンネルで閾値をよぎるまでの時間差を求めている。この方法では、閾値の設定レベルにより時間差の異なる可能性があり、また、初動を取り逃すおそれもある。それを防ぐためには、AE波形を忠実に記録するのが確実であろう。このためには、十分な分解能を持った記憶、収録、再生装置が必要となる。

なお、縦波速度の変動は、材料の破壊過程に固有なもので、刻々と変化する内部構造に依存しているであろう。それゆえ実験中に順次検討することが必要である。

本研究において考案した1チャンネル分のみの計測装置のブロック・ダイアグラムをFig. I. 4.

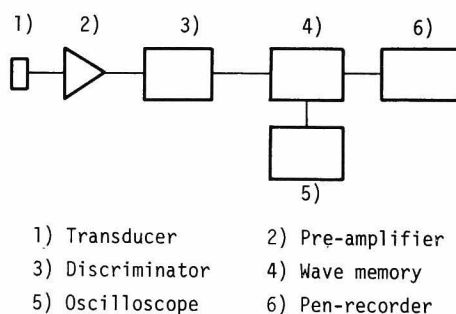


Fig.I.4.6 Block diagram of AE monitoring system.

6 に示す。A E変換子は、これまでの章の実験と同様に、P Z T圧電素子 900 B A - 8 Dを用いた。A E信号は、前置増幅器、弁別器により 60 dB増幅して検出した。その際、フィルターで周波数帯域を選択したが、第1章のFig. I. 1. 3を参考にして 10 kHz ~ 300 kHz のバンドパスフィルターを採用した。これは、ウェーブ・メモリーの分解能 (1 μ sec) とも対応している。各計測チャンネルで検出されたA E波形は、ウェーブ・メモリー (高速デジタル波形記憶装置) により、サンプリング時間間隔 1 μ sec で同時記録した。この装置は、トリガー前の波形まで記憶再生できるため、初動をも含めた波形の同時記録には非常に有利である。それらをオシロスコープで監視してA E波形であることを確認のうえ、時間スケールを拡大し、ペンレコーダーの記録紙上では 1 mm が 1 μ sec となるように記録した。その例は、次節の各々の実験での検出波形を参照されたい。また、装置の詳細は、第II部第2章を参照されたい。これより、各変換子への到達時間差は容易に読み取ることができ、破壊源は、前節で述べた計算法により求めることができる。

(2) A E波動の伝播特性

破壊源探査は、原理的には、Fig. I. 4. 1 に示したように破壊源から伝播した波を供試体表面に接着した変換子で、検出することに基づいている。このとき、どのような波動が検出されるかを予め知っておくことは、破壊源探査の精度評価のためにも必要であろう。そこで、前述の計測装置を用いて、擬似A E源から発生するA E波動の伝播特性について検討する。

Fig. I. 4. 7 に示すように $\phi 15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$ のコンクリートの割裂試験用円柱供試体 (この詳細

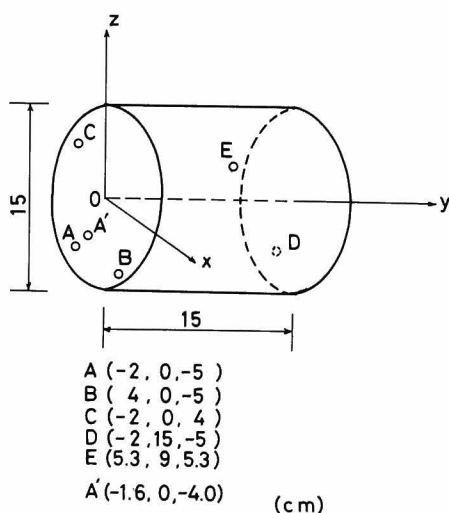


Fig. I. 4. 7 Cylindrical specimen and location of transducers.

については、次節の実験を参照されたい)に、A E変換子 900 BA-8 DをA, A', B, C, D, E点に設置した。A'点に設置した変換子に継続時間 10 μsec の方形波電圧パルスを発振器 (ファンクション・ジェネレーター) から入力した場合の結果の1例をFig. I.4.8 a)に示す。図よ

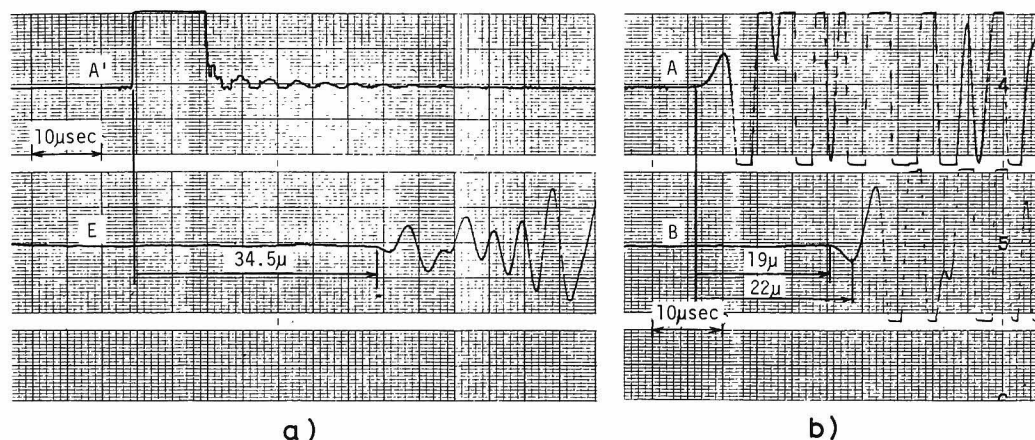


Fig.I.4.8 a) Waveform record of the transducer E from the signal source

A', and b) waveform records of transducers A and B from the same source.

りA'点に電圧入力後, 34.5 μsec 後に, E点にこのパルス信号による現象が到達しているのがわかる。A' E間の距離を考慮して, E点に到達した初動が縦波であるとすれば, 縦波伝播速度は 4300 m/secと計算される。ここで, E点での初動が下向きの位相を持っていることに注意する必要がある。さらに, A'からの入力によるA, B两点で検出した波形記録をFig. I.4.8 b)に示す。図では, A, B两点ともにE点とは全く異なる波動が見られ, A点とB点の初動の向きは逆転している。A, B两点はA'と供試体の同一表面上にあり, そのため縦波が検出されにくいことが考えられる。また, 記録された波動は, 経過時間から判断して明らかに反射波ではない。これよりA, B两点の初動は, 横波あるいは表面波であると考えられる。いま, A'点に近いことからA点での初動を表面波, B点での初動を横波, 次に位相の異なるところを表面波と考えると, A点との到達時間差は, それぞれ 19 μsec , 22 μsec となる。A点では表面波が検出されたと考えたので, それを考慮すると横波速度として 2600 m/sec, 表面波 (Rayleigh波) 速度として 2300 m/secが得られる。これらは, 前述の縦波速度から弾性理論に基づいて求めた横波速度, Rayleigh波速度によく一致する。

以上の実験結果より, 破壊源探査の際には, A E波動の伝播特性を考慮して, 縦波の初動が検出されているかどうかを検討する必要があることがわかる。

これらのAE変換子により検出される波動成分については、第II部において弾性波動論の観点から詳細に論じる。そこでは、上述の初動の向きに関しても、破壊機構に関連させて考察が行われる。

4.3.2 破壊源探査の精度の検証

本章において考案した破壊探査法では、これまでに述べたことより、時間差の読み取り誤差は $1\mu\text{sec}$ 以内であるので、コンクリート材料の縦波速度を考慮すれば、前述の計算誤差を含めても 10mm 以内の精度で破壊源は求まることになる。しかし、AE変換子の大きさ、その配置、さらに種々の誤差の要因が重なり合えば、その程度の誤差で収まる保証はない。

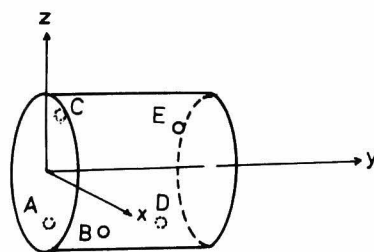
Salamon¹¹⁴⁾は、測定値に含まれる誤差が、各変換子毎に独立なランダム量で正規分布に従うという仮定のもとで要求される信頼性限界に対して、誤差楕円を描くことを提案している。この方法は、空間的に破壊源がランダムに分布する場合の平均値な信頼性を保証すると考えられる。しかし、実際のAE現象においては、破壊源の位置によって個々の変換子での計測誤差がかなり変動すると考えられるため、それでは厳密な議論をなし得ない。

したがって、破壊源探査の誤差を論じるには、与えられた変換子の配置に対して種々の位置から⁸⁰⁾擬似入力を行って、その探査結果により精度を評価するのが妥当と考えられている。そこで、数値実験と擬似AE源による実験とによって誤差の評価を行い、探査法の精度を検証した。

(1) 数値実験による誤差の検討

実験装置の項で述べたように、後述の各試験では、到達時間差を μsec 単位で求めている。そこで、この影響と前節の解析法の妥当性を数値実験により考察した。

割裂試験を想定し、縦波速度が 3800 m/sec の供試体にFig. I.4.9に示すように変換子を配



A	(-2.8, 2.0, -7.0)
B	(4.7, 2.0, -5.9)
C	(-3.7, 4.2, 6.7)
D	(-2.8, 13.0, -7.0)
E	(5.3, 9.0, 5.3)

Fig.I.4.9 Transducers array for numerical experiments of the split test.

置した場合の結果をFig. I. 4. 10 a), I. 4. 10 b) に示す。これは, Fig. I. 4. 9 で, $x = 3$ cm, $x = -3$ cm の各断面における各点 (Fig. I. 4. 10 にはその y, z 座標を示してある。) に破壊源が存在したとして, 各変換子への距離と縦波伝播速度に基づいて μsec 単位の時間差データを与え, 本章で述べた方法によって決定した破壊源の位置と仮定した破壊源との x, y, z 各方向での誤差を示したものである。図では, 1 次近似解と反復法を用いた解を比較している。

これによれば, $x = 3$ cm の断面では供試体下部, $x = -3$ cm の断面では供試体上部において, x, y, z の各方向とも 1 次近似解の誤差はかなり大きい。これより変換子の配置の影響のみによっても μsec 単位の到達時間差のデータでは, 1 次近似解に大きな誤差が現われ, その傾向は断面によって異なることがわかる。しかしながら, 反復法を採用すれば, 非常に解の改良がなされて, 各座標方向で誤差は 5 mm 以下となっている。

次に, 一軸圧縮試験を想定し, 同様な数値実験を試みた。解析モデルとしては, Fig. I. 4. 11 に示すように変換子を配置し, 縦波速度は, 等方な場合 (case I) と異方性のある場合 (case II) の 2 つの場合を扱った。その結果を Fig. I. 4. 12 に示す。図の結果は, case I では反復法による解の誤差, case II では異方性を考慮した反復法の解の誤差を示している。それによれば, 供試体の上部, 下部では, そこに変換子を配置しなかった影響が明らかに現われている。特に, y 座標の

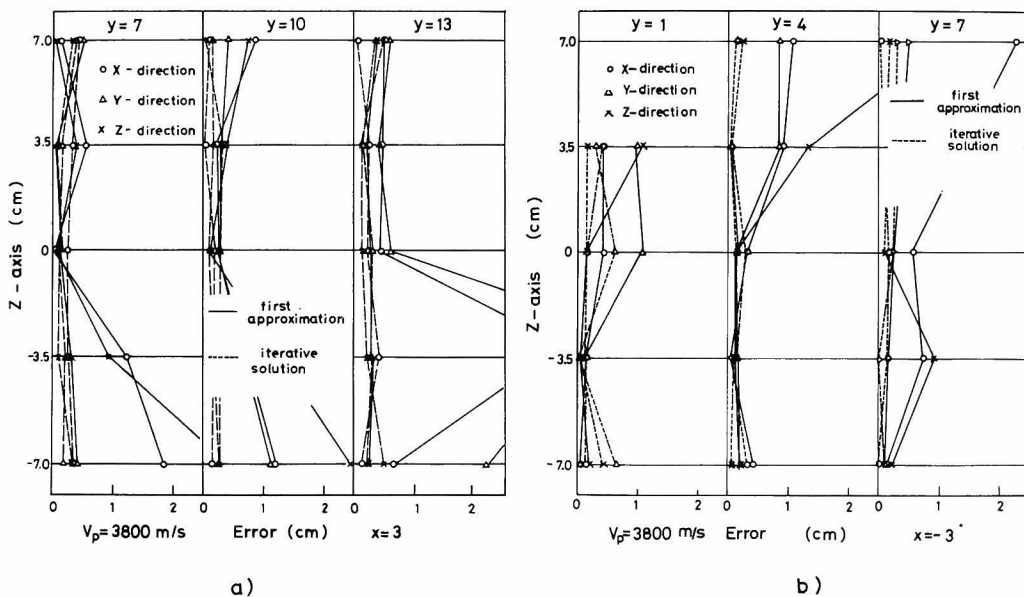


Fig.I.4.10 Location errors in numerical experiments of the split test.

誤差が、その領域で大きくなっているのが認められる。しかし、供試体中央部に関しては、 μsec 単位の計測データであっても、誤差は非常に少ないことがわかる。

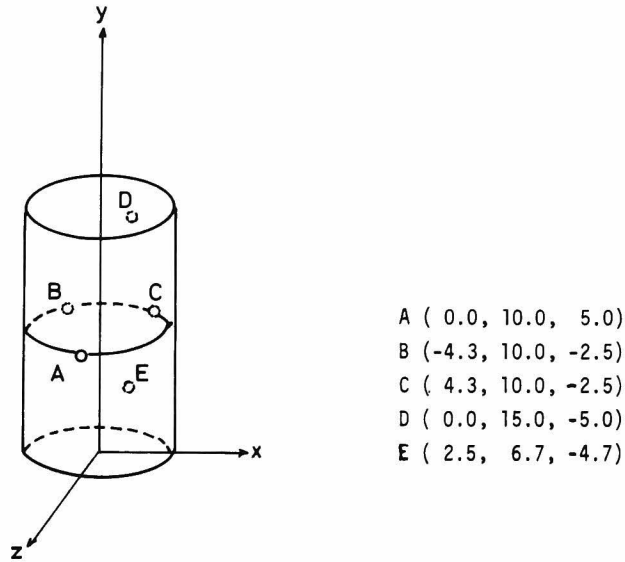


Fig.I.4.11 Transducers array for numerical experiments of the uniaxial compression test.

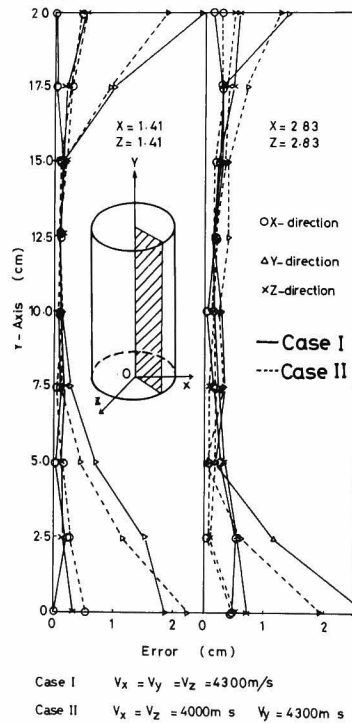


Fig.I.4.12 Location errors in numerical experiments of the uniaxial specimen.

以上の結果から、変換子の配置と破壊源の位置によって、誤差は場所的にかなり変動することが明らかになった。そして、 μsec 単位の到達時間差の打ち切りと計算法による誤差は、かなり小さいことが認められた。

(2) 探査精度の実験的検証

4 チャンネルの計測システムにおける誤差の検討として、Fig. I.4.7 に示した同じ供試体を用い、Table I.4.1 に示す P_1 , P_2 , P_3 , P_4 , P_5 , P_6 の 6 点に設置した A E 変換子に 100 kHz の方形波電圧を入力した。破壊源探査には、Fig. I.4.7 の A, B, C, D に設置した A E 変換子からなる計測システムを使用した。検出波形の例を Fig. I.4.13 a), I.4.13 b) に示す。 P_1 , P_2 ,

Table I.4.1 Accuracy of source location results

Signal sources	Signal sources coordinates (cm)	Calculated coordinates by source location (cm)	Error (cm)
P_1	(-7.5 , 6.0 , 0.0)	(-7.8 , 5.6 , 0.0)	0.5
P_2	(-3.8 , 11.0 , 6.5)	(-4.4 , 11.3 , 7.1)	0.9
P_3	(7.5 , 1.0 ; 0.0)	(7.4 , -0.7 , 0.4)	1.8
P_4	(0.0 , 7.5 , -7.5)	(-0.7 , 7.5 , -6.9)	0.9
P_5	(0.0 , 0.0 , 0.0)	(0.3 , 1.2 , 0.5)	1.3
P_6	(0.0 , 15.0 , 0.0)	(0.6 , 12.6 , 0.3)	2.4

P_4 からの入力ではFig. I.4.13 a)の P_2 の例と同じように全ての初動は下向となっていた。 P_5 , P_6 からの入力のときには、Fig. I.4.13 b)の P_6 の例のように、入力点と同一表面上に配置された変換子から検出された波形では、初動は不明確かあるいは逆転していた。また、 P_3 からの入力では、B, Cの計測チャンネルで初動が不明瞭となっていた。これらの到達時間差から求めた破壊源位置と誤差はTable I.4.1に示されている。 P_3 , P_5 , P_6 では誤差が10 mmを越えている。これは、前述のことから縦波初動が確実に全ての計測チャンネルで検出されなかったことに起因するのであろう。 P_3 におけるB, C点で検出した波形の初動の不明確さをB, C点と P_3 点の位置関係から考えると、B, C点への方向がやはり縦波の非常に検出されにくい入射角になっていることがわかる。

したがって、本章で考案した破壊源探査法では、破壊源から設置したA E変換子への入射角が、縦波初動を明瞭に検出する角度内にあり、かつ全ての計測チャンネルの検出感度が等価となるように変換子を配置する必要がある。そのとき、Table I.4.1の P_1 , P_2 , P_4 の結果が示すように誤差は、10 mm以内であると考えられる。

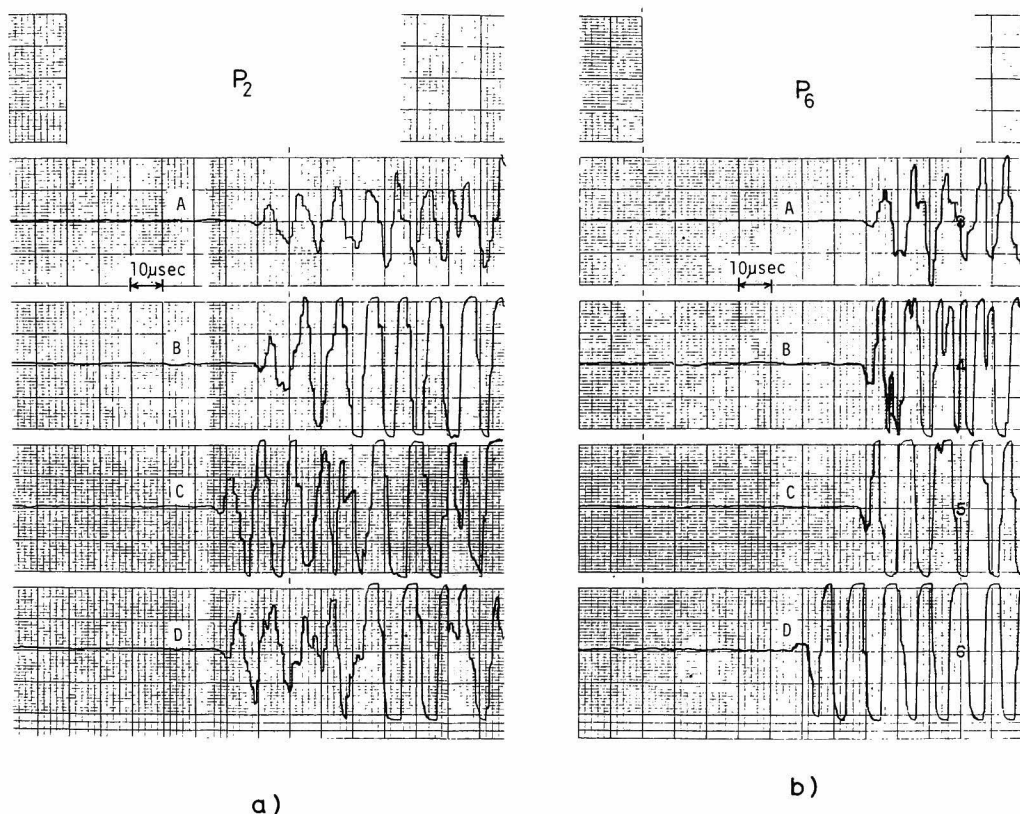


Fig.I.4.13 AE signals of four transducers, located as shown in Fig.I.4.7, from a signal source a) at P_2 and b) at P_6 .

次に、縦波速度に異方性がある場合の精度の検討として、鉄筋コンクリートはりを用いて同様な実験を行った。供試体は、次節での実験で用いた $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ の角柱供試体を D10 の異形鉄筋一本で補強したものである。この供試体および変換子の配置は、次節の Table I.4.5 の 1 D 10 供試体の 2 回目の実験を参照されたい。そして、縦波の伝播速度は、Fig. I.4.32 に示された各方向で $v_x = v_z = 4100\text{ m/sec}$, $v_y = 4400\text{ m/sec}$ と予備試験により求められた。実験としては、Fig. I.4.14 の図中に示すような各点で、前と同様に変換子に方形波電圧入力を行うことにより擬似 AE 波を発生させた。

求められた探査点における探査誤差の例が Fig. I.4.14 に示されている。横軸には 1 ～ 11 の探査点を、縦軸には入力点との距離誤差をとった。ここで、等方速度の場合とは、 v_x , v_y , v_z の平均値として、 $v = 4200\text{ m/sec}$ を用いて破壊源探査を行ったものである。図より、縦波速度の異方性を考慮した方が、明らかに誤差が少なくなっていることがわかる。また、供試体の端部に近

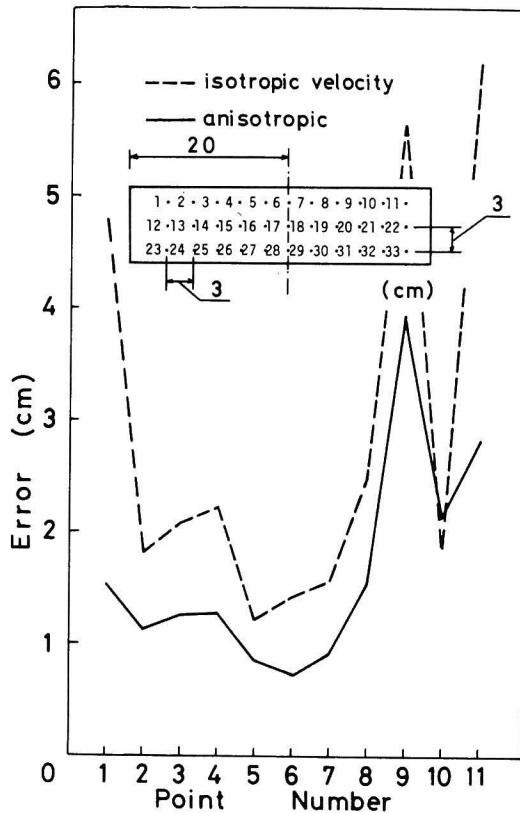


Fig.I.4.14 Location errors in the reinforced concrete beam with a velocity anisotropy.

づくとならば、これは実際の破壊試験では、破壊源がはりの中央部付近に集中することを考慮して変換子を配置したためと考えられる。この結果より、縦波速度に異方性がある場合にも、変換子の配置により囲まれている領域では、やはり約 10 mm 以内の誤差で探査点を求められることがわかる。

4.4 破壊源探査法の適用例

4.4.1 スリットモデルにおける 3 チャンネルの破壊源探査

A E の破壊源探査は、A E 現象からもたらされる種々の情報の中で、かなり定量的なものである。しかし、前節での検討から明らかになったように、決定された破壊源の位置は 10 mm 程度の誤差を生じる可能性がある。そのとき、破壊源探査により決定された破壊源の位置と実際のき裂などが¹¹⁵⁾どのように対応するかは、この有効性を検討するうえでも興味あるところである。そこで、材料内

部に潜在欠陥（スリット）を持つモデル供試体の実験を行い、検出されたひびわれと破壊源探索により決定された破壊源の位置を対照させることを試みた。

(1) 実験方法

供試体は、水：セメント：標準砂＝0.6：1.0：2.0の配合のモルタルを使用し、10.5 cm × 10.5 cm × 10.5 cmの金属製型枠に打設した後、塩化ビニールの薄片を型枠の側壁に対して適当な角度で鉛直に挿入し、約6時間経過後、静かに抜き取りスリットを形成させた。なお、スリットの寸法は20 mm × 1 mmであり、スリット端は半円形状となるように塩化ビニールを成形してある。打設後1日を経て脱型し、水中養生を行った後、ダイヤモンドカッターで厚さ約15 mmに平行に切断してモデル供試体を作成した。

実験としては、一軸圧縮試験を行い、供試体と載荷板の間にはシリコングリースを塗布した厚さ0.05 mmのテフロンシートを減摩材として挿入した。載荷は、30秒間に約100 kgの荷重増加率で行い、100 kg毎に荷重を保持し、表面ひびわれの検出を行った。これには、アセトンを塗布し、表面ひびわれの部分の揮発時間の遅れを利用して、確認後ただちに供試体に直接記入した。

破壊源探索には、3チャンネルの計測システムを採用したが、その変換子の配置の様子をFig. I.4.15に示す。そして、検出された波形の初動の到達時間差データによって、2次元の破壊源探索

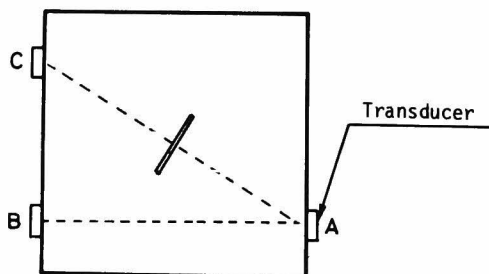


Fig.I.4.15 Sketch of the slit model specimen.

を行った。ここで、縦波伝播速度は、予備試験の結果、3800 m/secであった。

(2) 実験結果および考察

本実験中に検出されたAE波形の1例をFig. I.4.16に示す。そして、実験の結果、求められた破壊源探索図の例をFig. I.4.17 a), b), c)に示す。図中の4種類の印により示された点が、それぞれの荷重段階において破壊源探索により決定された破壊源であり、供試体中の実線は実験中に観察された表面ひびわれを表わしている。

破壊源探索によって求められた破壊源の総数はあまり多くはないが、図より、初期の段階で供試

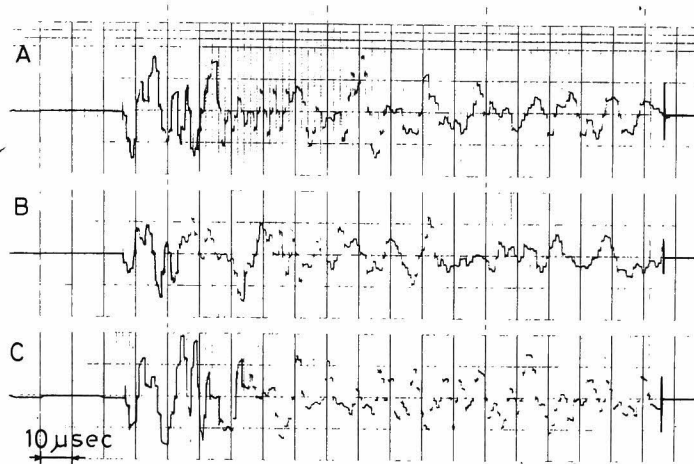


Fig.I.4.16 AE signals of three transducers located as shown in Fig.I.4.15.

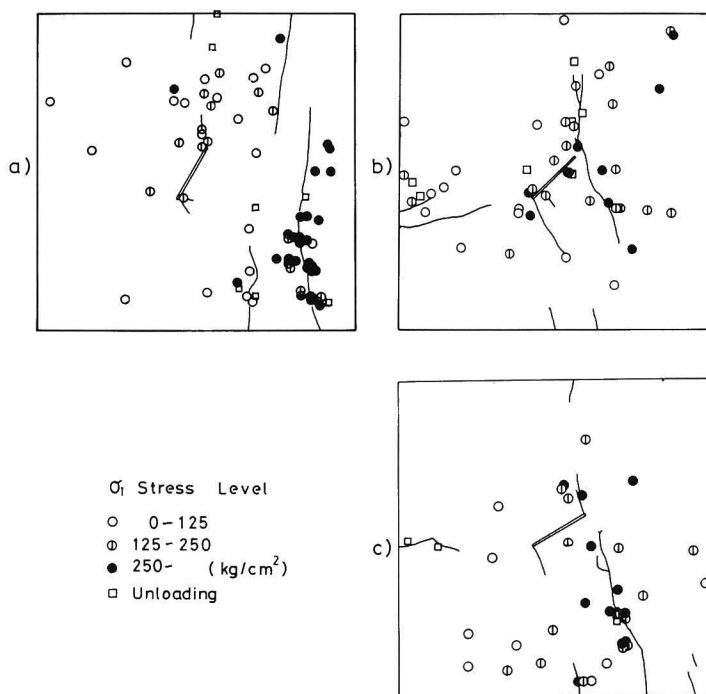


Fig.I.4.17 Sources detected during the uniaxial compression tests of slit model specimens, for case of a) 30° , b) 45° , and c) 60° to the loading axis.

体全体にランダムに分布していた破壊源が、最終段階では検出された表面ひびわれ付近に集中して

いる傾向が、全ての結果において見られる。また、除荷時における破壊源探査の結果では、探査点は極めて少ないが、ひびわれ周辺のみに見られることより、この段階ではひびわれ面の閉塞あるいはすべりによってAEが発生したと考えられる。

以上の結果、破壊源が確かにひびわれの伝播に対応して、その付近に求められていることから、本手法によりひびわれを追跡する可能性および有効性が確認された。

4.4.2 割裂試験における4チャンネルの破壊源探査

割裂試験は、コンクリート材料の引張強度を求める試験法として標準的なものであり、最も広く用いられている。この試験法は、円柱供試体に直径方向に対向した圧縮力を加えると、直径上には、それと垂直な方向にはほぼ様な引張主応力が生じ、その応力により引張破壊（破断）が起ることを前提としている。その際の破壊機構については、引張応力のみで生じるのか、最大引張ひずみの可能性、さらに瞬間的に全断面が破壊されるかなどの疑問が残されている。これらのことを考察するために割裂試験における破壊源探査を行った。

(1) 実験方法

実験を行った供試体は、 $\phi 15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ の円柱形であり、A（水：セメント：砂＝0.6：1.0：2.0）、B（水：セメント：砂＝0.3：1.0：0.5）、C（水：セメント：砂＝0.8：1.0：5.0）、D（水：セメント：砂：粗骨材＝0.64：1.0：2.0：4.0）の4種類の配合のモルタル、コンクリートのものを作成した。砂は豊浦標準砂を用い、粗骨材は最大粒径15 mmの碎石を使用し、20℃の水中養生を行った。

載荷には万能試験機を使用した。通常の載荷法では瞬間的に破断面が形成されるため、割裂の破壊過程を十分には追跡し難いと考えられる。そこで、本実験では、Fig.I.4.18に示すようにI型

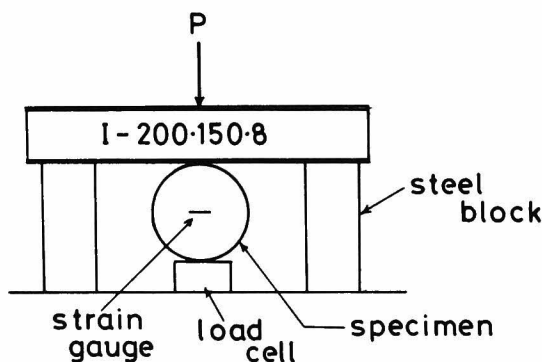


Fig.I.4.18 Loading equipment for the split test.

鋼（200 mm \times 150 mm \times 8 mm）を介することにより試験機剛性を高め、供試体中央部の引張ひず

みをロードセルの荷重とともにx-yレコーダーに記録させ、荷重一ひずみを制御しながら実験を行った。変換子の配置は、前節の検証実験と同様に、Fig. I.4.7のように配置した。実験中に検出された波形の1例をFig. I.4.19に示す。この到達時間差より、前述の方法で破壊源を決定し

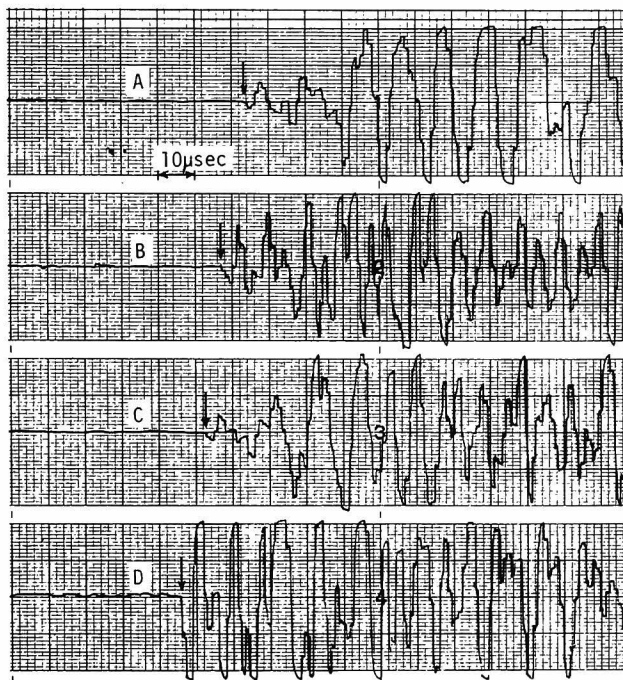


Fig.I.4.19 AE signals of four transducers located as shown in Fig.I.4.7.

た。なお、予備実験の結果、縦波速度は、それぞれA：3700 m/sec，B：4000 m/sec，C：2800 m/sec，D：4300 m/secであった。

(2) 実験結果および考察

Fig. I.4.20 a), b)に供試体A, Dの荷重一ひずみ曲線を示す。このように、AE計測中、最大耐力点付近においては、荷重を制御し瞬間的な破断を防いだ。そして、供試体表面の中央部荷重軸方向に表面ひびわれが観察されるまで計測を行った。また、図の曲線上には、破壊源を決定した現象が検出された時点を黒丸印で示してある。

これらの実験より求められた破壊源探査の結果をFig. I.4.21に示す。図中には、実験後に観察された表面ひびわれを点線で示した。A供試体の結果では、载荷の過程とAEの発生位置にはそれほど相関性は見られず、発生源は供試体中央部の载荷軸を含む面付近に多く見られる。また、表面ひびわれは、図のように側面図の右側の面で観察されたが、探査結果もこれを裏づけている。

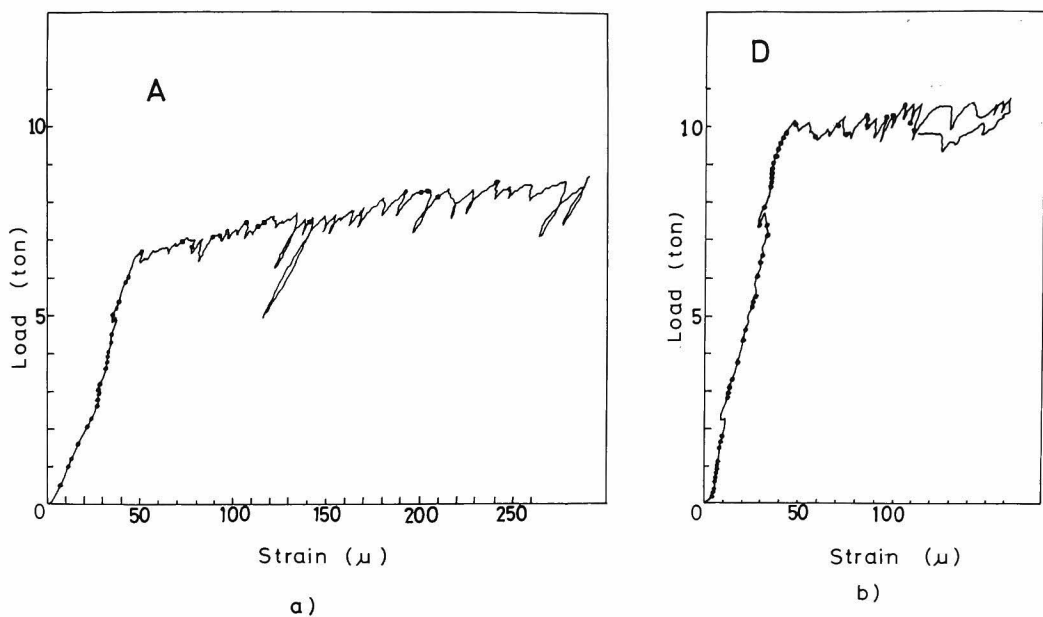
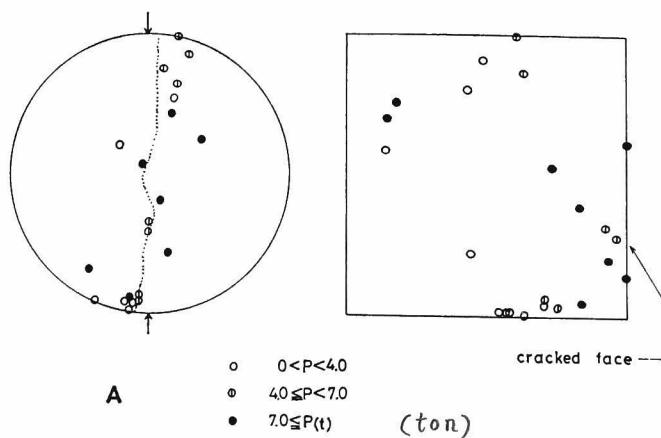


Fig.I.4.20 Load-strain curves manually controlled in the split test of a) specimen A and b) specimen D. The solid circle represents the point at which the source is detected.

B 供試体の実験では、図に示す側の面で表面ひびわれが観察されたが、探査の結果からはそちらの側ばかりに破壊源は存在している。これは、実験の際に荷重の偏心があったためであろう。

C, D 供試体の実験結果においても、破壊源の偏っている側と表面ひびわれの発生した面とは、よく一致している。

この4つの結果は、破壊源位置の決定点数が、それほど多くないこともあり、微小破壊の発生位



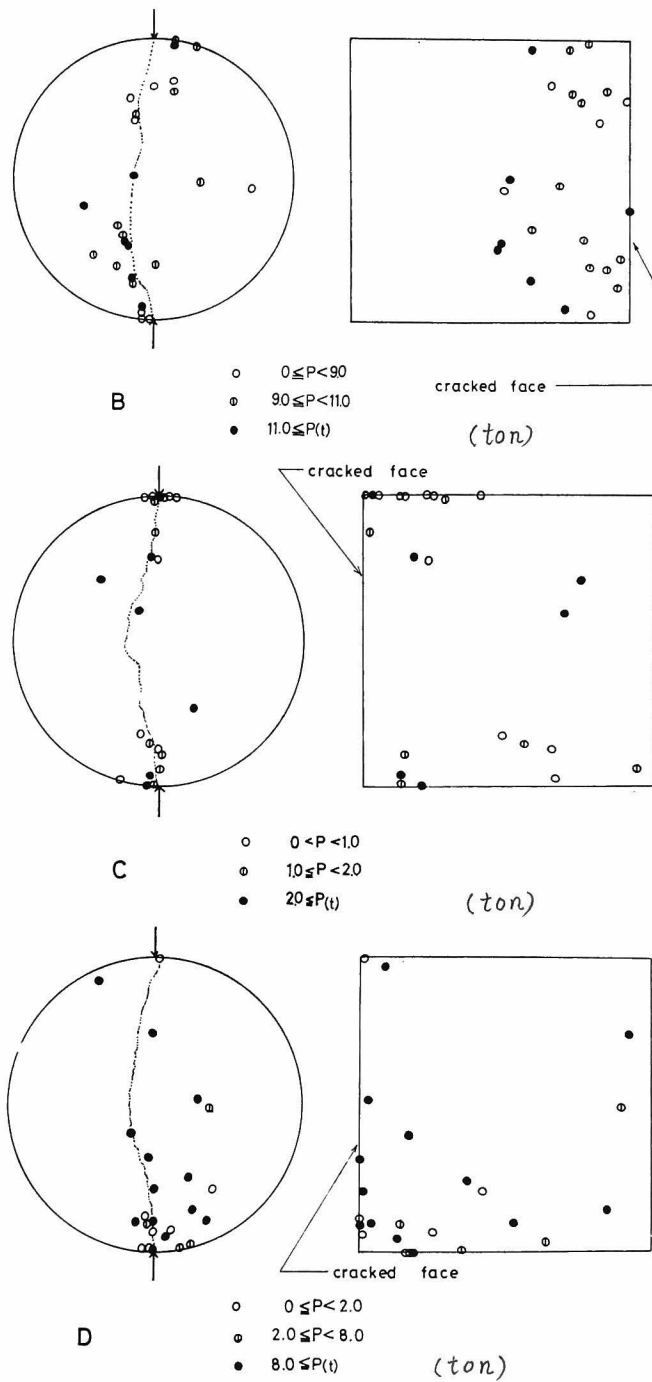


Fig.I.4.21 Sources detected during the split test in specimens A, B, C, and D, respectively.

置の推移を明確には表わしていない。また、配合、材質による差異もそう明らかなではない。ただし、全ての結果が、最終破断面上だけでなく、その周辺にも微小破壊が存在することを示している。

したがって、割裂試験の破壊過程は、載荷面を含むある領域（引張領域）に微小なクラックが幾つも発生し、最終的にはこれらが集積され破断面が形成され、破壊に至る過程であると考えられる。

このように、本実験の結果、破壊源探査法を用いて、破壊過程での材料内部の構造的変化を推察する可能性が確められた。

4.4.3 鉄筋コンクリートはりにおける4チャンネルの破壊源探査

破壊源探査法は、金属分野における内部欠陥探査への適用と同様に、複合材料からなるコンクリート構造物についても適用しうると考えられる。これが実用化されれば、欠陥箇所の検出、破壊過程の追跡などに非常に有効な道具となることはいうまでもない。ここでは、そのような適用性を検討する目的で、鉄筋コンクリートはりの曲げ試験の破壊源探査を行った。

(1) 実験方法

実験に使用した供試体は、水：セメント：砂：粗骨材＝0.44：1.0：2.0：1.5の配合で鉄筋（D10）1本を用いた10 cm×10 cm×40 cm（鉄筋深さd＝8 cm）の単鉄筋コンクリートはりである。砂、粗骨材については割裂試験と同じものを用い、養生も同様に行った。この供試体にFig. I.4.22に示すように4個のA E変換子A、B、C、Dを配置し、中央載荷による曲げ試験

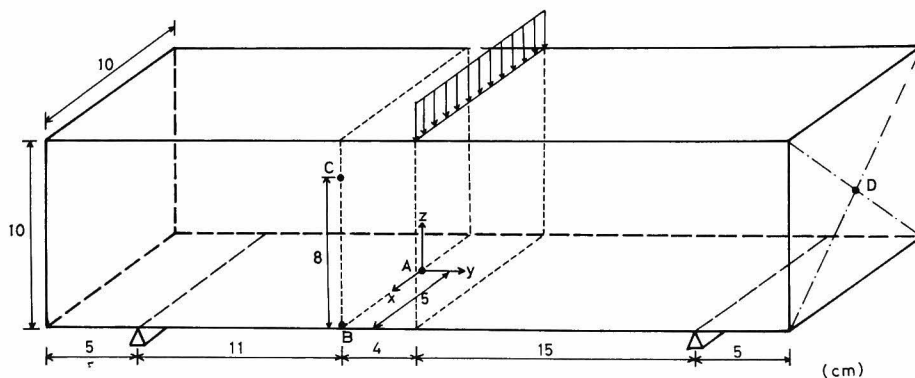


Fig.I.4.22 Reinforced concrete beam model and location of transducers.

を行った。なお、縦波速度は、予備試験の結果より鉄筋コンクリートを含めた複合材料の平均速度として、4300 m/secと求められている。

(2) 実験結果および考察

実験は、2回に分けて行った。1回目は、ひびわれ発生荷重までを目標に1460 kgまで載荷した。

Table I.4.2 Sources detected in the reinforced beam specimen during the test.

No.	Load (kg)	Sources detected
1	0 1100	13
2	1100 1300	17
3	1300 1460	17
4	0 1460	22
5	1460 1720	12
6	1720 1900	12
7	1900 2100	12
8	2100 2340	12

この間に 90 個の A E 現象を検出し、47 点の微小破壊位置が決定された。結果を荷重段階で 3 つ (No. 1, No. 2, No. 3) に分類して Table I.4.2 に示す。また、検出された波形の例を Fig. I.4.23 に示す。なお、可視表面ひびわれの発生荷重は 1260 kg であった。

2 回目は、1 ヶ月後に再びこの供試体を鉄筋降伏時まで載荷し、110 個の A E 現象を検出し、それより 70 点の破壊源位置を決定した。この結果は、5 段階に分類して Table I.4.2 (No. 4 ~ No. 8) に示した。

Fig. I.4.24 には、Table I.4.2 に示した合計 117 個の破壊源を立面図、平面図、側面図にプロットして表わした。図の No. 1 では、微小破壊はこの供試体の中央部引張側にランダムに分布している。ただし、この段階ですでに、No. 2 の段階で発見された表面ひびわれ発生位置 A に微小破壊が集中し始めていることが観察される。No. 2 に移ると、微小破壊は供試体の引張側に集中しており、はりの引張側から曲げひびわれが発生し始めたと考えられる。この段階で、No. 1 に示した A の領域で表面ひびわれが発見された。また、No. 4 以降の 2 回目の載荷試験時に初めて発見されたひびわれ発生位置 B に、すでに微小破壊の集中し始めているのが見られる。No. 3 では、No. 2 で発生した微小破壊が、下部から上方へ向って進行しているのが観察される。

この後、一旦除荷し 1 ヶ月後に再度同じ供試体について試験を行い、このような履歴をうけた供試体の挙動を調べた。

No. 4 は、1 回目うけた履歴荷重まで載荷した間に検出された破壊源をプロットしたものである。この段階では、鉄筋付近に微小破壊が集中して生じていることがわかる。これは、鉄筋とコンクリートの残留ひずみの相異により付着の部分を中心に、微小破壊が発生したためと考えられる。

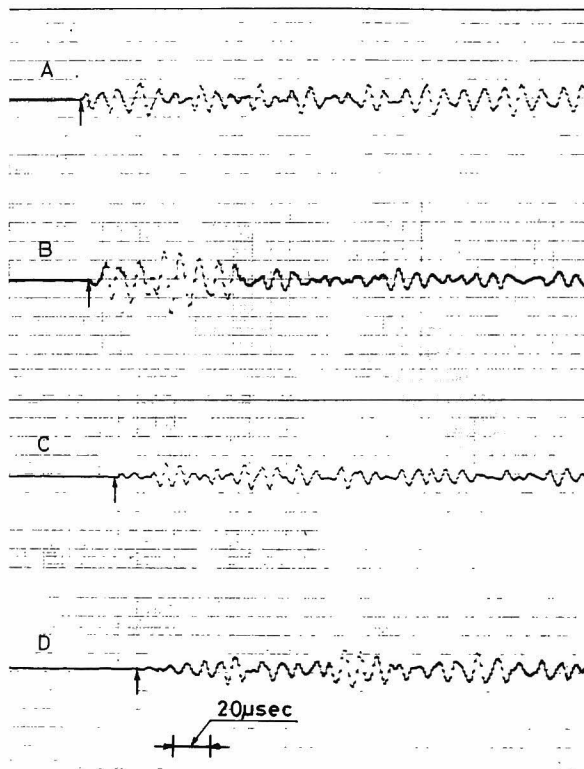


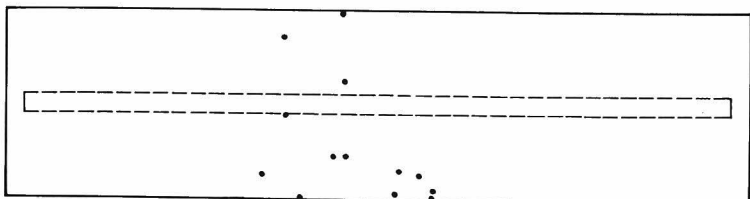
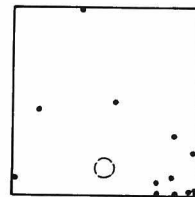
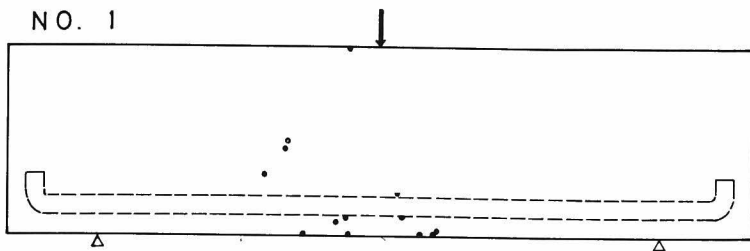
Fig.I.4.23 AE signals four transducers located as shown in Fig.I.4.22.

このことは、Na 5 の結果と比較してみれば理解できるであろう。Na 5 では、Na 4 と全く異なって、再び微小破壊は供試体の引張側で生じている。その後は、Na 6 , Na 7 に見られるように微小破壊は上方へ移動している。しかし、Na 8 に至ると鉄筋が降伏し始めたため、微小破壊は再び鉄筋付近に集中して生じている。なお、Na 1 に示した領域Aには、この時点で1 mm幅程度の表面ひびわれが生じ、ひびわれ先端は、はりの中央高さ程度まで成長していた。Na 4 ~ Na 7 の各段階の結果を見れば、この成長過程に対応して微小破壊が発生しつづけていることがわかる。この事実は、本実験の破壊源探査の信頼性を裏付けていると考えられる。

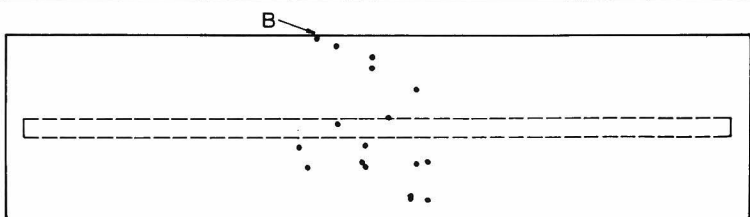
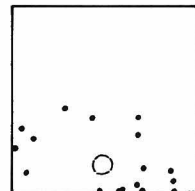
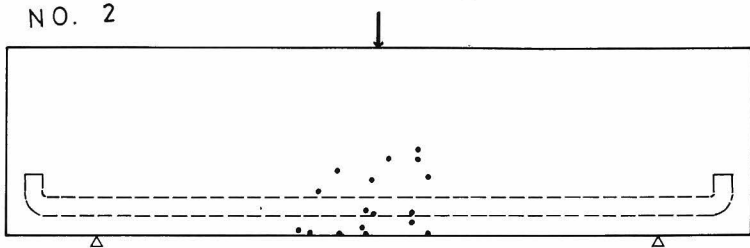
次に、この実験中の破壊源位置の移動傾向を見る目的で、各荷重段階毎に、微小破壊発生位置(はりにおける高さ)での頻度のヒストグラムを作成した。それを、Fig. I. 4. 25 に示す。図よりNa 1 からNa 3 へ、また、Na 5 からNa 7 へと破壊源が上方へ移動している様子、およびNa 4 , Na 8 において鉄筋付着部周辺に破壊源の集中している様子がよくわかる。

本実験の結果から、コンクリート構造物においても破壊源探査法を適用する可能性が確かめられた。

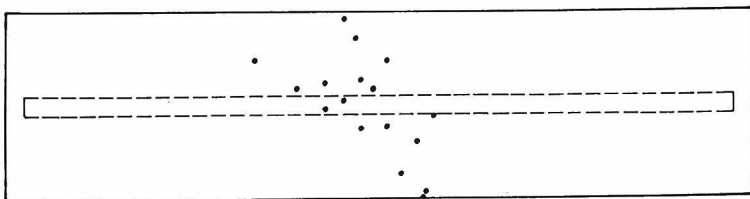
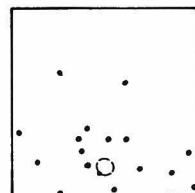
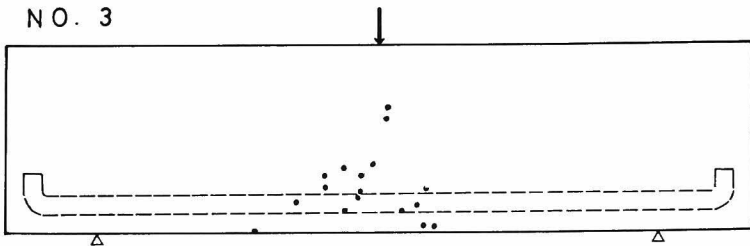
NO. 1



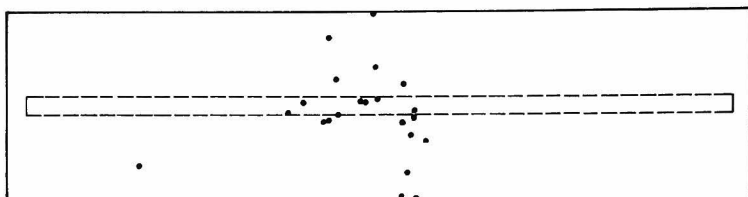
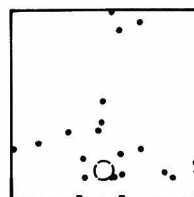
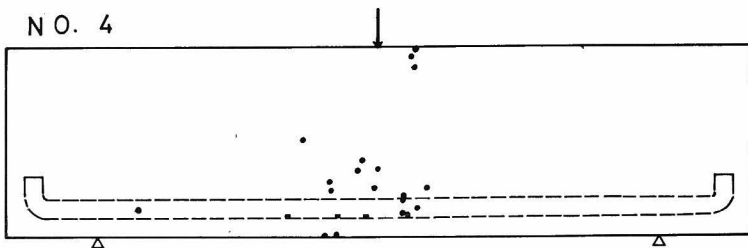
NO. 2



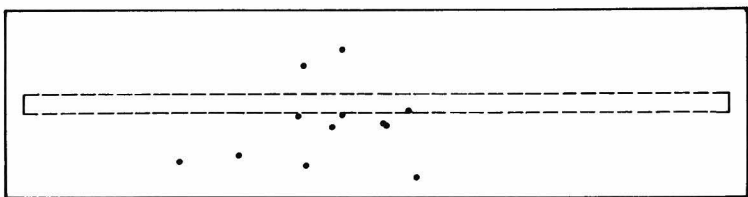
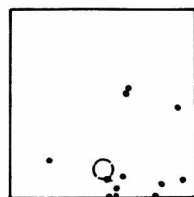
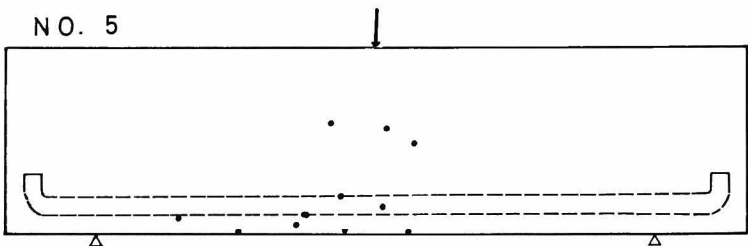
NO. 3



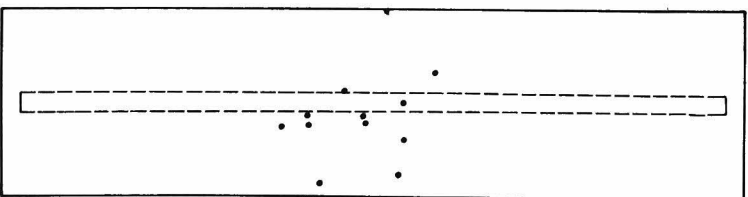
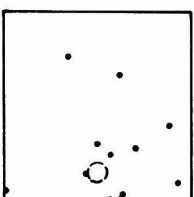
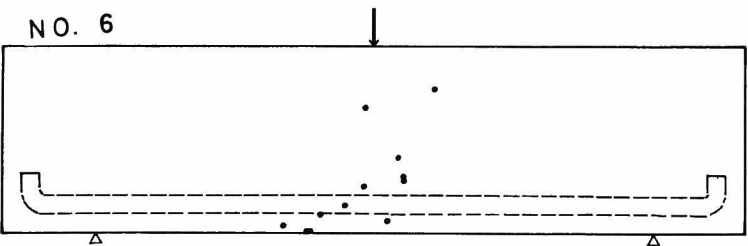
NO. 4



NO. 5



NO. 6



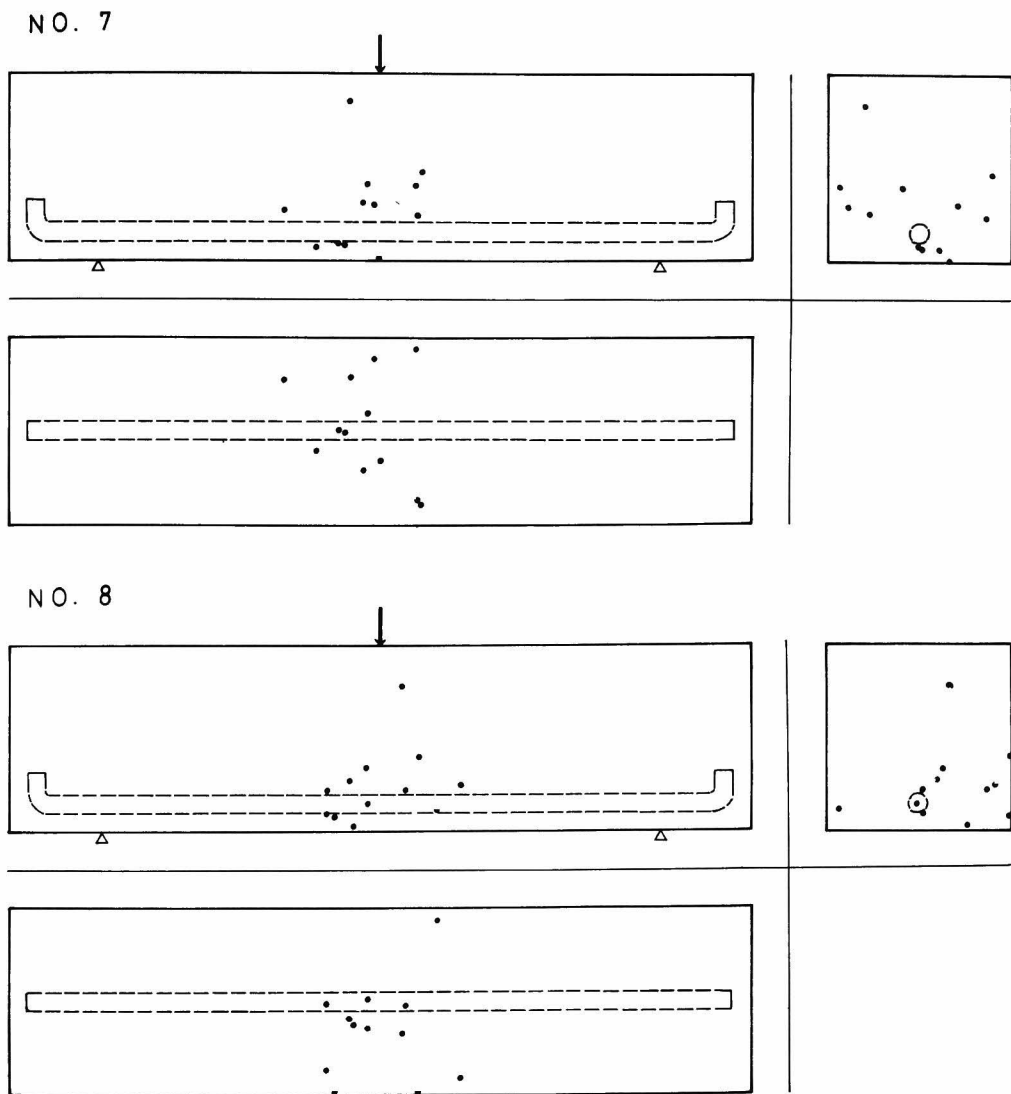


Fig.I.4.24 Sources in the reinforced concrete beam detected during the bending test. No.1 to No.3 are in the first trial, and No.4 to No.8 are in the second trial.

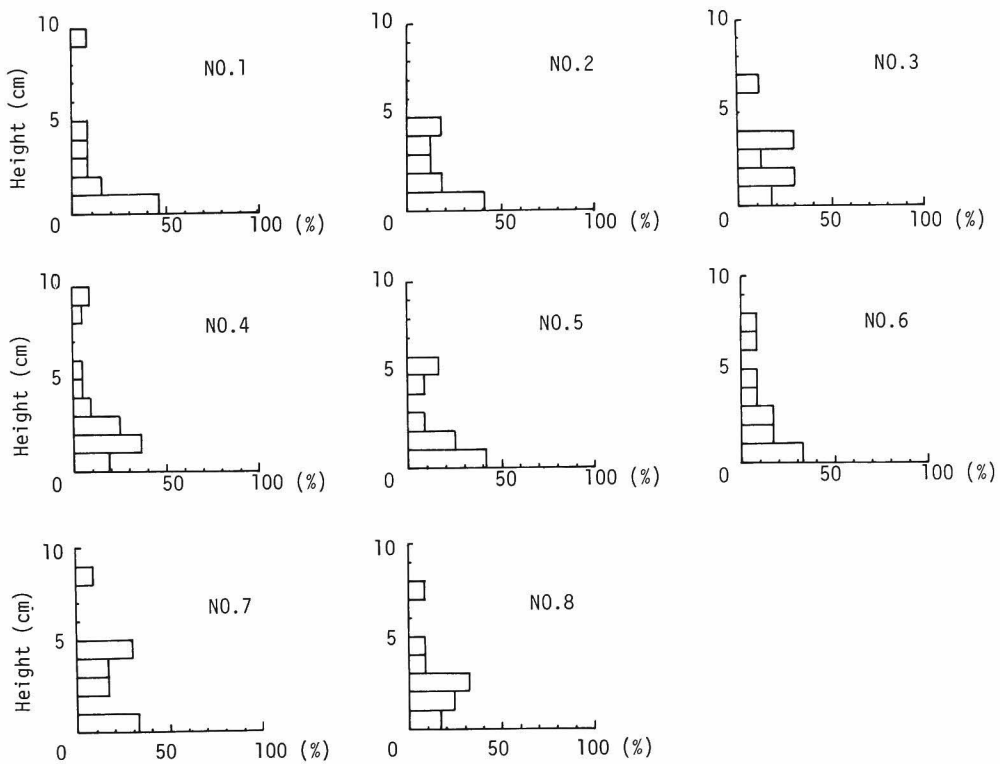


Fig.I.4.25 Histogram of sources as a function of the height of the beam.

この事実、破壊源探査によれば、コンクリート構造物のクラック分布およびその成長状況などを刻々と把握できるであろうことを示唆している。

4.4.4 一軸圧縮試験における5チャンネルの破壊源探査

これまで示した破壊源探査の例によって、これが材料試験から模型実験、構造物などあらゆる規模で広範囲な分野にわたり適用できることが期待される。特に、材料科学の分野では、従来、除荷後の供試体の切断面あるいは切片の観察によってしか追跡できなかった材料内部の微小破壊の成長過程を、供試体表面からの計測により、立体的に把握できる有効な手法となると考えられる。

このような考えのもとに、コンクリートの一軸圧縮下における微小破壊の成長過程の追跡に破壊源探査法を適用した。

(1) 実験方法

実験には、普通コンクリート（水：セメント：砂：粗骨材＝0.63：1.0：2.0：2.9，圧縮強度 435 kg/cm²）と軽量コンクリート（水：セメント：砂：軽量粗骨材＝0.57：1.0：2.0：

1.5, 圧縮強度 382 kg/cm^2) の 2 種類について, $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ の角柱供試体を作成した。砂および粗骨材の碎石は, これまでと同じものを用い, 養生も同様にした。載荷は, サーボ制御方式の剛性試験機により行った。

A E 検出には, Fig. I. 4. 26 に示す位置 (A ~ F) に変換子を配置し計測を行った。ここで, F

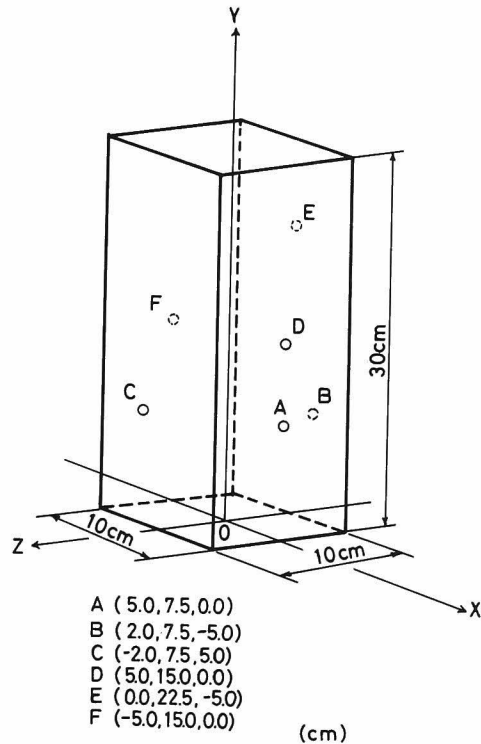


Fig.I.4.26 Uniaxial compression test specimen and location of transducers.

は縦波速度の検討ならびに探査精度の検討のための入力用変換子であり, 本実験では, 試験中にこの変換子へ $10 \mu\text{sec}$ の方形波電圧パルスを入力した。

(2) 実験結果および考察

本実験では, 5 チャンネルの計測システムを用いたが, 現実には初動の判別しにくい波形が存在したため, 破壊源決定には 4 点あるいは 5 点での到達時間差により計算を行い, 探査点をできる限り多く求めた。また, 2 個以上の計測チャンネルで初動の判別しにくい波形となった現象は, これまでと同様に計算から除外した。

一軸圧縮下では, 破壊過程の進行につれて, 縦波速度の値が変動することが知られている。した

がって、系全体が破壊過程で均一な縦波速度を持つと考えた場合には、微小破壊発生位置に大きな誤差が生じる可能性がある。そこで、普通コンクリートの実験では、F点からの入力に対し、各変換子への到達時間差に差異を生じるあたりで実験を打ち切った。

Fig. I.4.27 は、普通コンクリートの荷重-変位曲線を示す。図中の曲線にプロットした黒丸

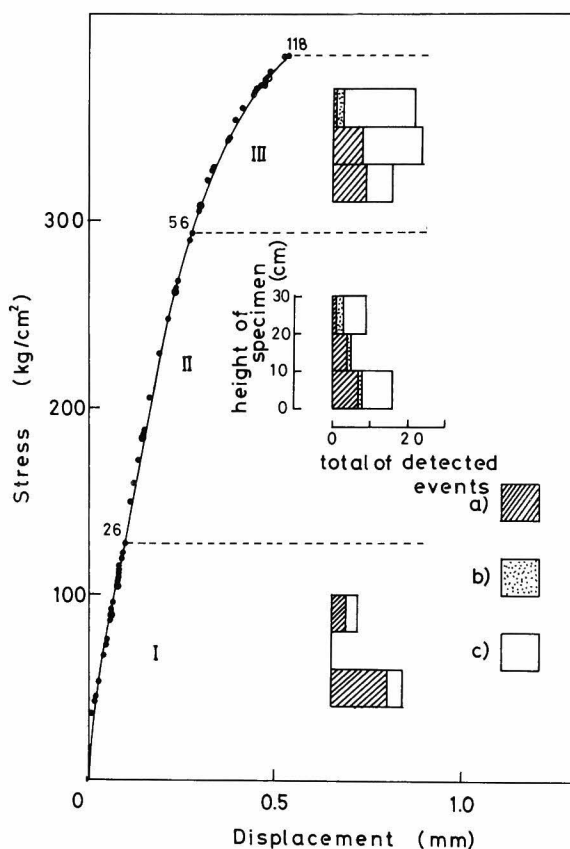


Fig.I.4.27 Stress-displacement curve of the normal concrete specimen in the uniaxial compression test. The solid circle represents the point at which the source is detected. The histogram shows total detected events expressed in the top, middle and bottom one-third of the height of the specimen, respectively. Total detected events are classified into a) accurately located events, b) inaccurately located events and c) otherwise.

印は、破壊源の決定された現象が検出された時点を示している。

前項までの実験と異なり、一軸圧縮下では微小破壊源は、供試体内のどこにでも存在しうる。そのため計算から除外した現象の位置によっては、系内の微小破壊の成長過程を見誤るおそれがある。そこで同図のように、過程をⅠ，Ⅱ，Ⅲ段階に分類し、各段階で検出された全現象に対して、波形の到達順から大まかな発生位置（供試体の両端部から10 cmの部分と中心部10 cmの部分）を求め、その個数をヒストグラムに表わした。ここで、a) 破壊源の決定できたもの、b) 計測誤差の大きいものおよび解が供試体内に存在しないもの、c) 計算から除外したもの、それぞれの個数を表わしている。

図より、供試体上部で生じたと思われるAE現象には、計算から除外したものが多いが、これはFig. I.4.26のように変換子を供試体上部に1個、下部に3個配置したためであると考えられる。このように破壊形態によっても、変換子の配置には十分な考慮が必要であることがわかる。

実験では、118個の現象を検出し、49点の微小破壊源が決定された。その結果をFig. I.4.28に示す。Ⅰでは载荷の初期に、微小破壊は载荷面および端面から供試体幅の $1/2$ 程度の奥の領域

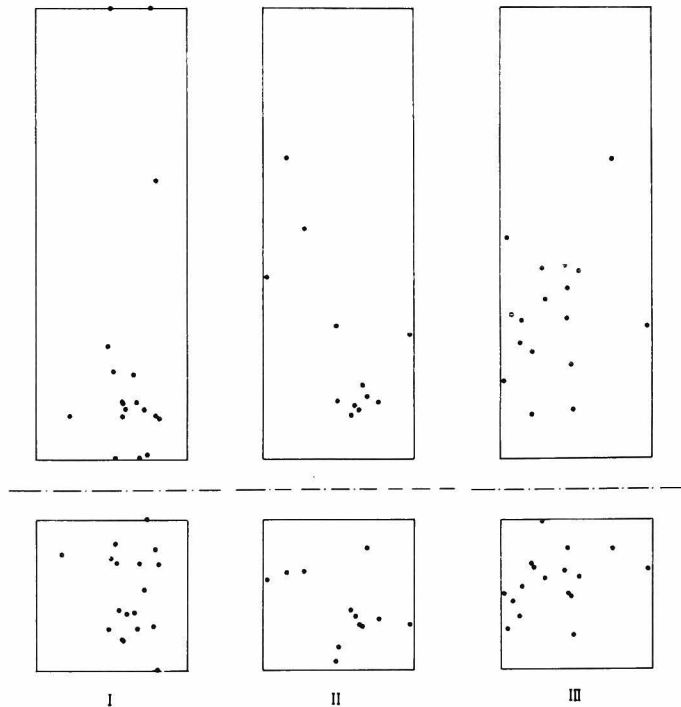


Fig.I.4.28 Sources in the normal concrete specimen during the uniaxial compression test.

に円錐状に発生しているのが見られる。一軸圧縮試験では、初期にA Eが多発することが知られているが、これが端面の影響であることが確められた。この後、Ⅱ、Ⅲと破壊過程の進行につれて、破壊源が供試体の端末から内部へと進展していくのが認められる。

この実験においては、载荷中に10回、方形波電圧をF点の変換子に入力して、他の変換子で波形を検出した。その結果、縦波速度は4300 m/secであり、精度検討の結果からは破壊源の検出誤差は6 mm以内であった。

次に軽量コンクリートの実験では、縦波速度が変化し始めて後の微小破壊の成長過程をも検討するため、圧縮強度の9割程度まで载荷を行った。その荷重-変位曲線をFig. I. 4. 29に示す。図からもFig. I. 4. 27と同様に、供試体上部で生じた現象には、発生位置の決定困難なものが多いことがわかる。

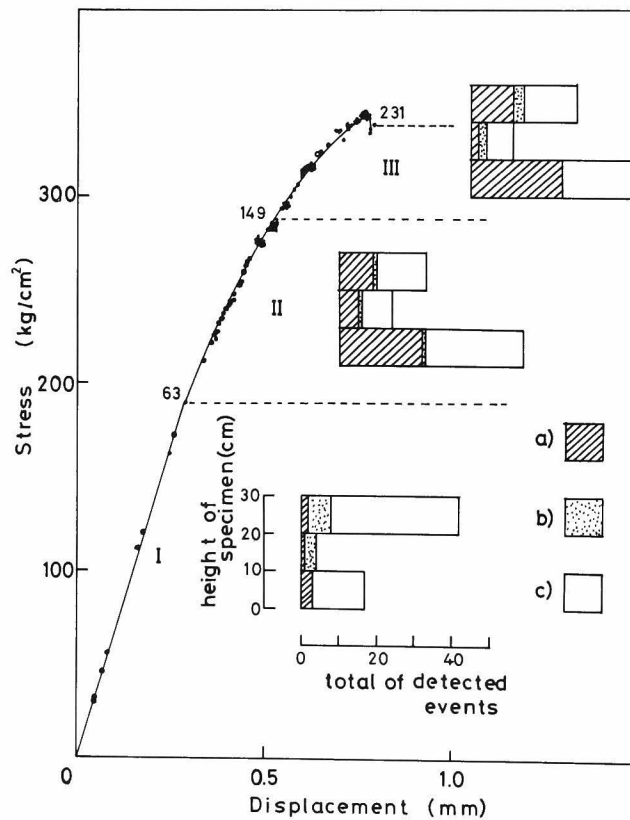


Fig.I.4.29 Stress-displacement curve of the light weight concrete specimen in the uniaxial compression test.

本実験では、終局破壊付近まで載荷したために、縦波速度の変化が生じると考えられた。そこで、縦波速度には異方性は無いものと仮定して、等方な平均速度として縦波速度を決定した。その結果、縦波速度は4100 m/sec から 3600 m/sec まで変動した。この場合のF点からの入力による精度検討の結果をTable I.4.3 に示す。これより今回求めた破壊源位置の標定誤差は、上述のよう

Table I.4.3 Accuracy of source location in the light weight concrete specimen during the uniaxial compression test. Coordinates of the signal source at F are (-5.0,15.0,0.0)

No.	Stress state ₂ (kg/cm ²)	Calculated coordinates by source location (cm)	Longitudinal wave propagation speed(m/s)	Error (cm)
1	32	(-4.9 ,14.9 , 0.6)	4100	0.62
2	120	(-4.8 ,14.2 , -0.6)	4100	1.02
3	175	(-4.8 ,14.5 , -0.1)	4100	0.55
4	236	(-4.8 ,14.5 , -0.9)	4100	1.05
5	260	(-4.8 ,14.4 , 0.5)	4000	0.81
6	324	(-5.2 ,14.7 , -0.1)	3900	0.37
7	334	(-5.1 ,14.9 , -0.6)	3600	0.62

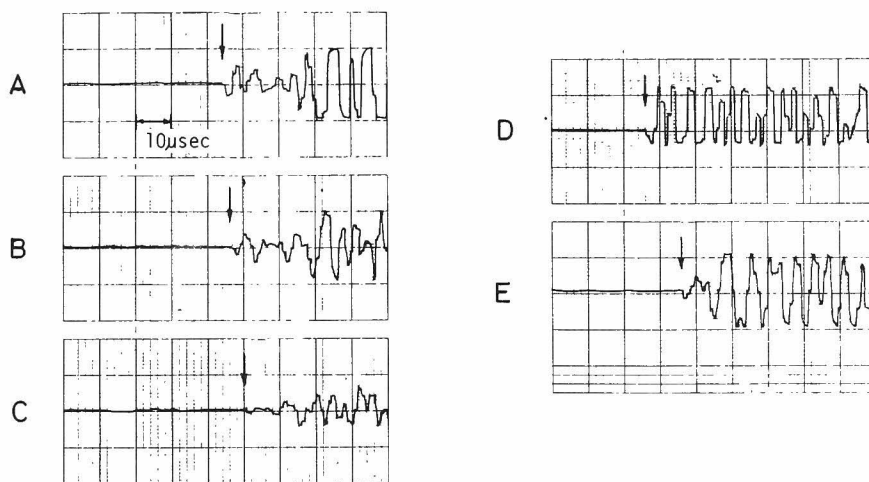


Fig.I.4.30 AE signals of five transducers located as shown in Fig.I.4.26.

な仮定のもとでも 10 mm 程度であると考えられる。

実験では、231 個の現象を検出し（検出された波形の一例を Fig. I. 4. 30 に示す）、79 点の微小破壊位置を決定した。それを Fig. I. 4. 31 に示す。普通コンクリートと同様に、Ⅰ、Ⅱと端面付近から内部へと微小破壊は進展し、Ⅲでは供試体全体に発生している。領域Ⅲについては、微小破壊の発生形態をわかりやすくするために、その発生領域で白丸印と黒丸印に破壊源を区別してプロットした。その図より、微小破壊が連結され、最終破壊面への形成と移行していく様子が観察される。

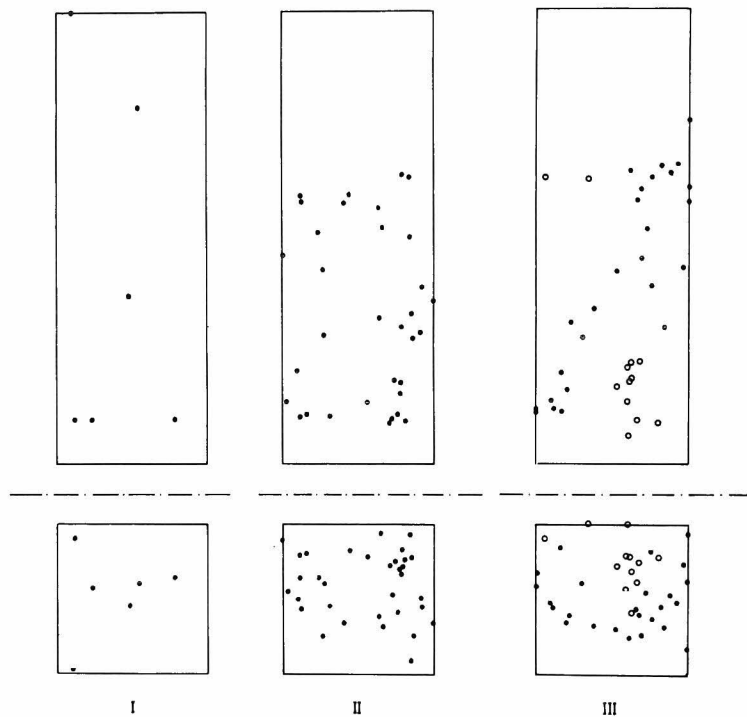


Fig.I.4.31 Sources of the light weight concrete specimen during uniaxial compression test.

4. 4. 5 鉄筋コンクリートはりにおける 5 チャンネルの破壊源探査

4. 4. 3 項では、4 チャンネルの計測システムにより鉄筋コンクリートはりの破壊源探査を行い、このような複合材料においても破壊源探査法が適用可能なことが認められた。

鉄筋コンクリートはりの破壊過程については、既に多くの実験的研究がなされている。本項では、これらの研究に基づいてせん断破壊と曲げ破壊を生じる供試体を選び、縦波速度の異方性も考慮した破壊源探査を行った結果について述べる。

(1) 実験方法

鉄筋コンクリートはりの曲げ試験において、曲げ破壊とせん断破壊を生じさせるために2種類の単鉄筋コンクリートはり1 D 10，2 D 13を作成した。それらは、いずれも前回と同様な10 cm×10 cm×40 cmの寸法の単鉄筋はりであるが、1 D 10では、水：セメント：砂：粗骨材=0.445：1.0：1.96：1.80の富配合コンクリートを用い異形鋼棒D 10で補強し、2 D 13では、水：セメント：砂：粗骨材=0.655：1.0：2.95：2.7の貧配合のコンクリートを用いD 13で補強した。粗骨材は、最大粒径15 mmの碎石を使用し、鉄筋のかぶりは20 mmである。曲げ試験は、Fig.I.4.32に示すように、スパン長30 cm，載荷間隔5 cmの2点載荷で行った。

破壊源探査の試験前に、まず予備実験を行って、1 D 10 供試体では曲げ破壊が、2 D 13 供試体ではせん断破壊が生じることを確認した。その際、同時にFig. I.4.32に示すx，y，zの3方向

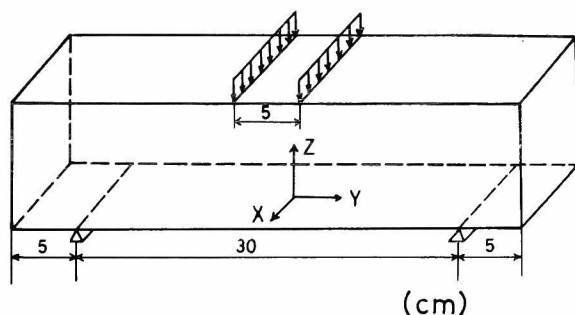


Fig.I.4.32 Sketch of the reinforced concrete beam specimen.

Table I.4.4 P-wave velocities in the 1D10 specimen.

Load	X	Y	Z
0ton	4120	4440	4170
1ton	4120	4400	4170
2ton	4120	4350	4080
3ton	4120	4350	4170
4ton	4120	4260	4000
Failure	4120	4350	4080

の縦波速度を求めた。例として、1 D 10 供試体での結果を Table I.4.4 に示す。この結果より、鉄筋の軸方向（y 方向）は、鉄筋の影響で縦波の伝播が他の方向よりも速く、ひびわれ発生後も速度の変化はあまり見られないことがわかる。

破壊源探査の実験は、5 チャンネルの計測システムを用いたが、各供試体につき変換子の配置を変えて 2 回づつ行った。その変換子の配置を Table I.4.5 に示す。実験では、供試体中央部下縁でのたわみをダイヤルゲージにより測定した。また、鉄筋ひずみも求めた。

Table I.4.5 Coordinates of transducers in the reinforced concrete beam tests.

test	specimen	coordinates of transducers (cm)				
		A	B	C	D	E
No.1	1D10	(5.0,0.0,0.3)	(5.0,2.0,7.5)	(0.0,-4.0,10.0)	(-5.0,6.0,5.0)	(0.0,4.0,10.0)
	2D13	(5.0,0.0,1.0)	(-5.0,1.0,4.0)	(5.0,-6.0,8.5)	(-5.0,6.0,7.5)	(0.0,5.0,10.0)
No.2	1D10	(5.0,0.0,2.0)	(5.0,4.0,6.0)	(-2.5,4.5,10.0)	(-5.0,-4.0,6.0)	(0.0,-9.0,10.0)
	2D13	(5.0,0.0,2.0)	(1.0,4.0,10.0)	(5.0,9.0,7.0)	(-2.0,-5.7,10.0)	(-5.0,1.0,7.0)

(2) 実験結果および考察

1 D 10 における荷重－変位，鉄筋ひずみの図を Fig. I.4.33 に示す。図で No.1，No.2 はそれぞれ 1 回目および 2 回目の実験での結果を示している。図の荷重－変位曲線は，2 回の実験で一致していないが，これは実験の際に，支点付近での A E の発生を防ぐために使用したゴムシートの沈下の影響で，载荷の初期段階における変位が異なったためであろう。これを調べるために，F E M により求めた解析解も図には示してある。

さらに，微小破壊の成長過程を知る目的で，過程をⅠ，Ⅱ，Ⅲの段階に分け，各段階での検出個数のヒストグラムをも記入してある。その検出総数は，荷重－変位曲線上に示した。ここで，a)，b)，c) は前項の Fig. I.4.27，Fig. I.4.29 と同様に分類している。

1 回目の実験では，3450 kg 付近の载荷時において，表面ひびわれが確認されたため，そこで実験を終了した。その結果，求められた破壊源探査の結果を Fig. I.4.34 に示す。図には，正面図に示した側で観察された表面ひびわれのみを記入してある。実験後の観察によれば，表面ひびわれは供試体の両側面ではほぼ同じ位置に認められたが，探査結果もこれとよく対応している。

2 回目の実験では，終局耐力を消失するところまで载荷を行ったため，最終段階において供試体には斜引張ひびわれが発生した。探査結果は Fig. I.4.35 に示す。図より，最終段階に近づくにつれて，斜引張ひびわれ面上に探査点が多く認められる。また，1 回目，2 回目の実験とも，ひびわれの成長につれて○印から●印へと供試体の上方へ破壊源の移動している様子がよくわかる。

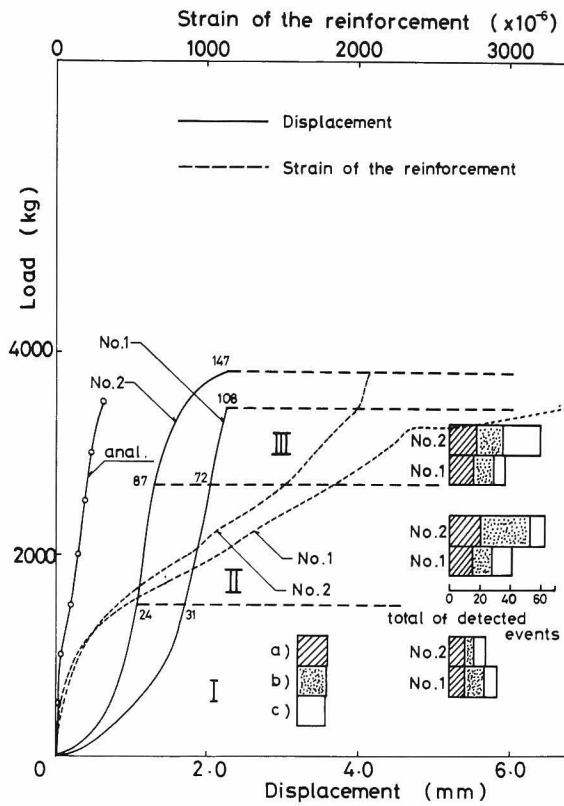


Fig.I.4.33 Load-displacement curves of 1D10 specimens in bending tests.

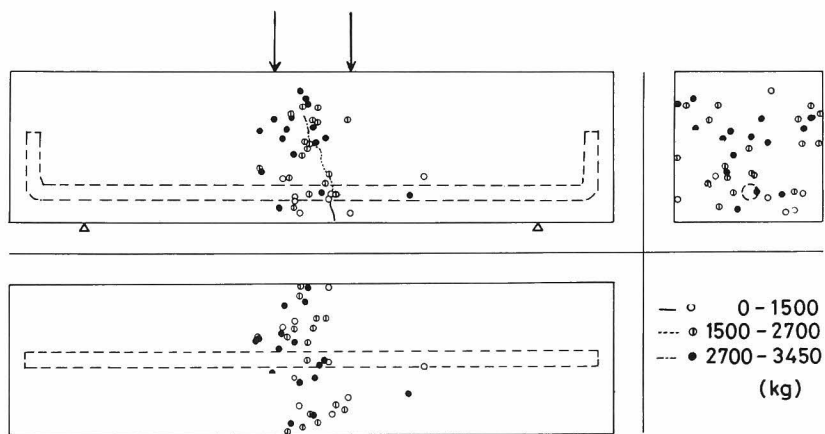


Fig.I.4.34 Sources of 1D10 specimen detected during the first test

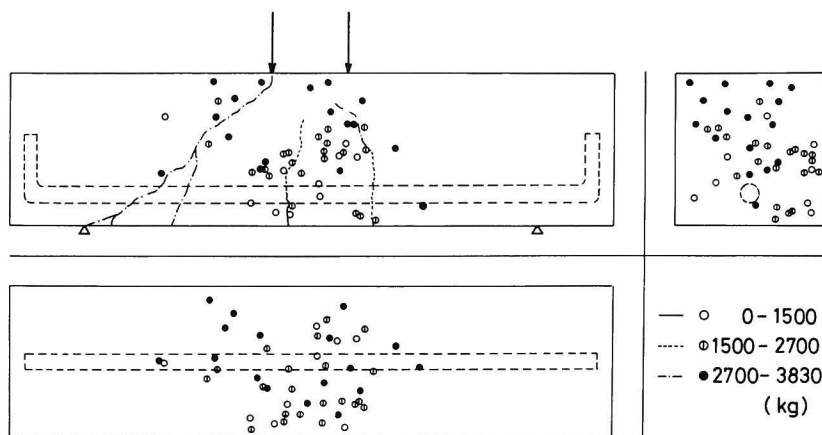


Fig.I.4.35 Sources of 1D10 specimen detected during the second test.

Fig.I.4.36には、2D13供試体での荷重-変位曲線を示した。この試験では、1回目、2回目の供試体とも、斜引張りひわれが成長して、最終的にはその面でせん断破壊を生じ耐力を失った。

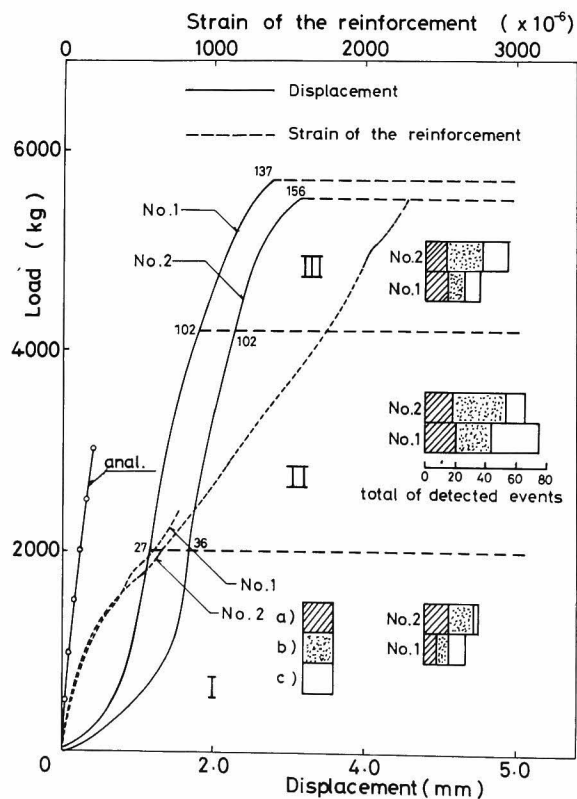


Fig.I.4.36 Load-displacement curve of 2D13 specimens in bending tests.

1 回目の実験での破壊源探查結果を Fig. I. 4. 37 に示す。図の探查点は、2 ton の载荷段階までは、主にはりの中央下部にあり、供試体側面で観察された曲げひびわれとよく一致している。ひびわれは、3 ton の载荷を越えたところから中央部から 5 cm ～ 7 cm 離れた下縁の点から 载荷点に向って伸びており、最終的には 5.7 ton で供試体はセン断破壊を生じた。探查点は表面ひびわれと非常によく一致しており、①印はセン断破壊面上に多く、終局段階での●印は载荷点付近に集中している。

2 回目の試験結果を Fig. I. 4. 38 に示す。図から探查点は、供試体の引張応力側から圧縮側の上方へと 载荷とともに移動しており、最終段階になるとセン断破壊面上に見られることがわかる。

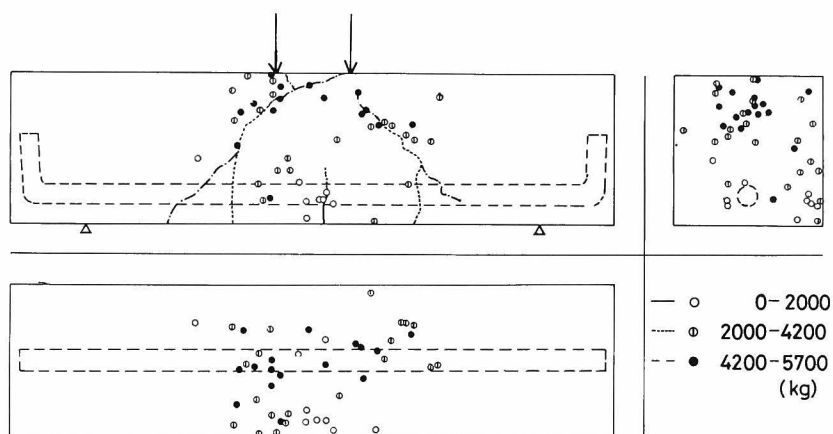


Fig.I.4.37 Sources of 2D13 specimen detected during the first test.

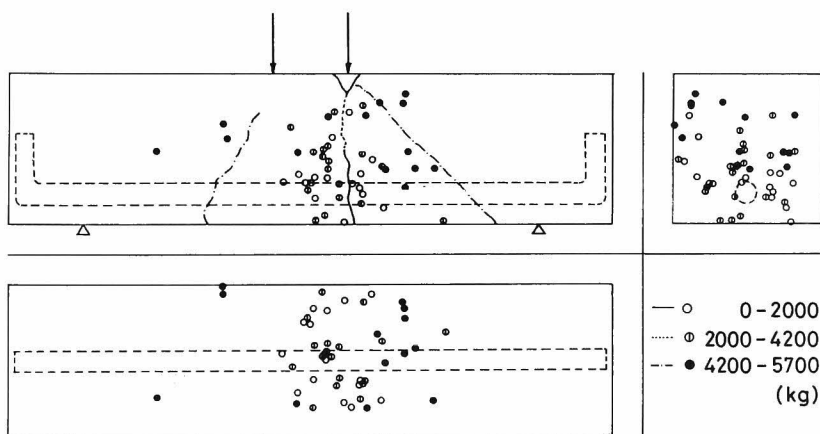


Fig.I.4.38 Sources of 2D13 specimen detected during the second test.

以上、本実験によって、鉄筋コンクリートはりの2種の破壊形態に対しても、その追跡が十分可能であること、および、縦波速度の異方性を考慮した破壊源探査法の適用性が確められた。

4.5 本章の結論

本章では、コンクリート部材の破壊過程とA Eの発生特性に関する研究の一環として、A Eによる破壊源探査法について基礎的な考察を行った。

前半部では、2次元的な破壊源探査に対しては3個、3次元に対しては4個あるいは5個の変換子を用いた破壊源探査の計測システムおよび計算手法を考案した。1次近似解における誤差を最小二乗法により改良する反復法について述べ、縦波伝播速度に異方性のある場合にも同様な手法が適用可能なことを示した。そして、変換子の配置ならびに探査の精度について実験的な検討を加えた結果、次のようなことが明らかになった。

(1) A E変換子の配置によっては、探査の計算が不可能となったり、大きな誤差を含む可能性がある。したがって、破壊源を求めようとする領域に対して変換子は慎重に配置する必要がある。さらに、破壊形態なども考慮して、どの計測チャンネルも等感度となるよう、A E波動の変換子へ入射角が確実に縦波のとらえられる角度となるように注意することも必要である。

(2) 5チャンネルの計測系を用いた破壊源探査法では、1次近似解の精度は悪くても、反復法によって十分な精度で解の得られることが数値実験により確められた。縦波伝播速度に異方性が存在する場合にも、本手法を適用すれば精度の改善に役立つことが明らかになった。

(3) 本研究において考案した計測システムは、縦波初動の到達時間差を $1\mu\text{sec}$ 以内の誤差で検出可能である。本破壊源探査法による探査精度は、解法誤差も含めて、探査の対象となっている領域では10 mm以内であることが実験により確められた。

後半部では、本章で開発した破壊源探査法を種々の破壊試験に適用した例について報告した。それより得られた結論は、以下のようである。

(4) スリットモデル供試体の圧縮試験において、3チャンネルの破壊源探査法により求められた探査点の位置は、実際の表面ひびわれとよく対応し、本手法の有効性が確められた。そして、A Eはクラックの伝播に伴って発生することが認められた。除荷時には、破壊源が既存のクラック面付近に認められたことにより、この段階ではクラック面の閉塞あるいはすべりによってA Eが生じたと考えられた。

(5) 割裂試験の破壊源探査からは、供試体内の破壊の成長過程を追跡し、材料内部の構造的変化を供試体表面からの計測によって立体的に観察する可能性が示された。そして、割裂の破壊過程は、載荷軸を含む面付近の供試体中央部の引張領域に、微小クラックが数多く発生し、それが最終的には

連結されて面を形成することにより破壊に至る過程であると考えられた。

(6) 4 チャンネルの計測システムを使用した鉄筋コンクリートはり試験からは、このような複合材料においても破壊源探索法の適用可能なことが認められた。また、本実験により、表面ひびわれ発生までの荷重履歴をうけたはりでは、その後の履歴荷重までの载荷に対しては鉄筋との付着部に微小破壊は集中するが、それ以上の载荷に対しては供試体下部から新たな破壊源が発生することも認められた。

(7) 一軸圧縮下では、微小破壊は、まず、载荷面付近に集中して発生する。その後、供試体内部へと微小破壊は進展し、これが連結され最終破壊面形成へと移行していくのが認められた。そして、このようなクラックの成長によって縦波速度の変動が生じる破壊試験でも、10 mm 以内の精度で破壊源探索を行うことができた。

(8) 5 チャンネルの計測システムを使用した鉄筋コンクリートはり試験では、各方向の縦波伝播速度に異方性が認められることより、それを考慮した破壊源探索を行った。その結果、曲げ破壊、せん断破壊という異なる破壊形態を示す鉄筋コンクリートはりの破壊過程を追跡可能なことが認められた。

本章での研究結果によって、コンクリート工学分野での破壊源探索法の有用性は、十分確められたと考えられる。これは、今後、破壊機構の解明、実在構造物の欠陥箇所の検出、クラックの成長状況の把握、健全度の推定などに利用されるであろう。

しかしながら、この手法は完成されたものではなく、実用化のためには、探索精度の向上、破壊源標定点数の増大、リアルタイム処理など計測装置、技術の両面でさらに検討すべき問題が残されていると考えられる。

第Ⅱ部 アコースティック・エミッション 波動とその発生機構に関する研究

第 1 章 A E 波動の発生機構と伝達経路 に関する考察

1. 1 はじめに

第 I 部では、A E 現象を材料内部の微小破壊現象と対応づけ、その発生挙動と破壊過程との関係の解明に主眼があった。それらは、コンクリート材料における A E の発生特性に関して行った基礎的な研究の成果である。¹¹⁶⁾

本章を始めとして、第 II 部の以下の章では、緒論でもふれたように A E 現象の発生機構を転位モデルと対応づけることにより、A E 波動と発生機構の関係を理論的に考察する。^{117), 118)}

検出された A E 現象には、個々に対応する破壊源が存在することより、A E 波動にはそこでの破壊機構に関する情報が含まれているであろう。したがって、A E の分析パラメーターの中で、A E 波動は発生機構と直接に関係した注目すべきパラメーターであると考えられる。^{119), 120)}

実際に検出される A E 波動では、材料内を伝播し境界で検出されることより、縦波、横波、表面波および境界での反射波などの成分を含んでいる。そのため、A E の発生機構を検出された波動から検討するには、そのような各波動成分の伝播挙動をも考慮する必要があるだろう。

A E の発生機構に関して金属を対象とした分野では、すでに電子顕微鏡などを使用することにより、材料の内部組織の様々な変化と対応づけた研究がなされている。^{121), 122), 123)} これらの研究では、対象が板材で検出波長と板厚が同程度であるため、主な波動成分は Lamb 波（板波）¹²⁴⁾ と考えられるが、そのような波動成分の伝播に関する考慮はなされていない。^{125), 126)}

本論文において対象としているコンクリート、岩などの岩質材料の A E 波動では、検出波長に比較して伝播する系が大きく、材料の不均質性あるいは空隙などによる回折、擾乱などの影響が小さければ、等方等質弾性体を伝播する弾性波動現象と考えてさしつかえないであろう。⁶⁴⁾

このような弾性波動論の枠組みの中で A E 波動を論じようとする試みは、最近始められたばかりであり、金属材料の板材に対して理論的な検討を行った例が見られる程度である。^{127), 128)}

そこで、以下では、まず、弾性波動問題について略述し、その解がどのような表示式により求められるかについて述べる。その後、A E の発生機構としての転位モデルについて考察し、A E 波動が弾性体内の転位により発生する弾性波として数学的に記述しうることを示す。そして、これを検出する際の伝達経路が線形システムと考えられることより、時間領域と周波数領域の 2 つの領域でのアプローチが可能なることを述べる。

1. 2 3次元弾性体波動

1. 2. 1 弾性波動問題の積分表示式

本論文では、コンクリート材料におけるA E波動を研究の対象としている。その場合、コンクリート材料は、波動の伝播系として弾性体と考えることに問題はないと思われるが、均質、等方ではないかもしれない。しかしながら、本研究ではA E波動を弾性体波動として、そもそも解明しうるかどうかを主な研究対象としており、不均質性および異方性などの影響による差異は二義的な研究対象である。したがって、以下では均質、等方弾性体についてのみ論じ、次章以後の研究も本章での議論に基づいて行うことにする。

弾性波動問題に関しては、古くから研究がなされて¹²⁹⁾おり、特に、地震波動に関係した方面で多くの成果が^{130), 131)}得られている。本項では、それらに基づいて、次節での議論で本質的な役割を果す3次元弾性体波動問題の積分表示式を誘導する。

Fig II.1.1のように曲面Sで囲まれた領域Vを考える。

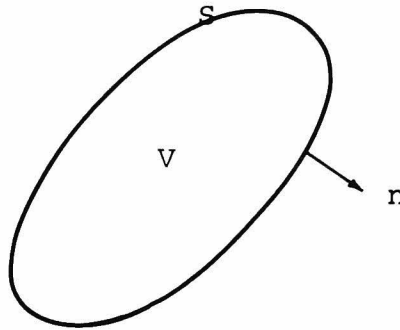


Fig.II.1.1 Domain V with a boundary S.

この領域が均質等方弾性体であるとし、物体力 $f(x, t)$ により生じる変位場を $u(x, t)$ とすれば、V内では著名なNavier 式が成立する。それはテンソル表示により、以下の¹⁾ように表わされる。

$$(\lambda + \mu) u_{j,ji}(x, t) + \mu u_{i,jj}(x, t) + f_i(x, t) = \rho \ddot{u}_i(x, t)$$

(II - 1 - 1)

ここで、 ρ はV内の物体の密度、 λ 、 μ はLaméの定数である。

同様に、別の物体力 $g(\mathbf{x}, t)$ により生じる変位場を $v(\mathbf{x}, t)$ とすれば、それら 2 つの系における動弾性学の相反定理より次式を得る。

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_V \left\{ f_i(\xi, \tau) - \rho \ddot{u}_i(\xi, \tau) \right\} v_i(\xi, t - \tau) dV_\xi \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_S \left\{ \lambda u_{k,k}(\xi, \tau) \delta_{ij} + \mu u_{i,j}(\xi, \tau) + \mu u_{j,i}(\xi, \tau) \right\} v_i(\xi, t - \tau) n_j dS_\xi \\
& = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_V \left\{ g_i(\xi, t - \tau) - \rho \ddot{v}_i(\xi, t - \tau) \right\} u_i(\xi, \tau) dV_\xi \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_S \left\{ \lambda v_{k,k}(\xi, t - \tau) \delta_{ij} + \mu v_{i,j}(\xi, t - \tau) + \mu v_{j,i}(\xi, t - \tau) \right\} u_i(\xi, \tau) n_j dS_\xi \\
& \quad (\text{II} - 1 - 2)
\end{aligned}$$

ここで、 \mathbf{n} は Fig II.1.1 にも示したように、曲面 S 上の外向き法線ベクトルである。

上式において、 $u(\mathbf{x}, t)$ 、 $v(\mathbf{x}, t)$ の変位場が共に静止過去¹³²⁾ (quiescent past) を持つならば、加速度項は省略される。

次に、物体力 $g(\mathbf{x}, t)$ を

$$g_i(\mathbf{x}, t - \tau) = \delta_{ik} \delta(\mathbf{x} - \xi) \delta(t - \tau) \quad (\text{II} - 1 - 3)$$

と置き、この場合の変位場 $v_i(\mathbf{x}, t - \tau)$ を $G_{ik}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau)$ と書き、式 (II - 1 - 2) に代入すれば、次のようになる。

$$\begin{aligned}
u_k(\mathbf{x}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_V G_{ik}(\xi, t; \mathbf{x}, \tau) f_i(\xi, \tau) dV_\xi \\
&+ \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_S G_{ik}(\xi, t; \mathbf{x}, \tau) \sigma_{ij}(\xi, \tau) n_j dS_\xi \\
&- \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_S T_{ik}(\xi, t; \mathbf{x}, \tau) u_i(\xi, \tau) dS_\xi \\
& \quad (\text{II} - 1 - 4)
\end{aligned}$$

ここで、 $\sigma_{ij}(\mathbf{x}, t)$ および $T_{ik}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau)$ は、それぞれ上記の変位場から導びかれる応力および応力ベクトルに対応するもので、以下のように表わされる。

$$\sigma_{ij} = \lambda u_{k,k} \delta_{ij} + \mu u_{i,j} + \mu u_{j,i} \quad (\text{II} - 1 - 5)$$

$$T_{ik} = \lambda G_{ij,j} n_k + \mu G_{ik,j} n_j + \mu G_{ij,k} n_j \quad (\text{II} - 1 - 6)$$

式(Ⅱ-1-3)より明らかなように、 $G_{ik}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau)$ はこのような外力に対する Navier 式の解となっている。それは、時刻 τ において、点 ξ で時間軸に対してデルタ関数的に空間座標の k 方向に作用する外力によって、時刻 t に点 \mathbf{x} で i 方向に生じる変位を表わしている。このような関数は、グリーン関数としてよく知られている。

式(Ⅱ-1-4)で、 u_i 、 G_{ik} が同次な境界条件を満足する場合を考慮すれば、¹³³⁾グリーン関数の空間座標に関する対称性

$$G_{ik}(\xi, t; \mathbf{x}, \tau) = G_{ki}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) \quad (\text{Ⅱ-1-7})$$

を得る。

そのとき、式(Ⅱ-1-6)の空間微分に関しては次のようである。

$$\begin{aligned} G_{ik,j}(\xi, t; \mathbf{x}, \tau) &= \frac{\partial}{\partial \xi_j} G_{ik}(\xi, t; \mathbf{x}, \tau) \\ &= \frac{\partial}{\partial \xi_j} G_{ki}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) \equiv G_{ki,j}, \end{aligned}$$

これを考慮して、式(Ⅱ-1-4)は、次のようになる。

$$\begin{aligned} u_k(\mathbf{x}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_V G_{ki}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) f_i(\xi, \tau) dV_{\xi} \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_S \left\{ G_{ki}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) \sigma_{ij}(\xi, \tau) n_j \right. \\ &\quad \left. - T_{ki}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) u_i(\xi, \tau) \right\} dS_{\xi} \end{aligned} \quad (\text{Ⅱ-1-8})$$

式(Ⅱ-1-8)は、静止過去を持つ弾性体において成立する動弾性学の Love の公式¹³⁴⁾として著名なものである。

グリーン関数の時間不変性から、

$$G_{ki}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) = G_{ki}(\mathbf{x}, t - \tau; \xi, 0) = G_{ki}(\mathbf{x}, t - \tau; \xi)$$

と表記することにし、変位場が静止過去を持つことより因果律を考慮すれば、式(Ⅱ-1-8)は次のようになる。

$$\begin{aligned}
u_k(\mathbf{x}, t) = & \int_0^t d\tau \int_V G_{kl}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) f_l(\xi, \tau) dV_\xi \\
& + \int_0^t d\tau \int_S \left\{ G_{kl}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) \sigma_{lj}(\xi, \tau) n_j \right. \\
& \left. - T_{kl}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) u_l(\xi, \tau) \right\} dS_\xi
\end{aligned} \quad (\text{II} - 1 - 9)$$

上式が、本論文で以後の考察において基本となる均質等方な 3 次元弾性体での、弾性波動問題の解の積分表示式である。

ここで、弾性波動問題を解析するために、従来の差分法や有限要素法の他に、上式を適用することも可能なことに注意されたい。そのような解法は、積分方程式法あるいは境界要素法などと呼ばれ、近年、注目を浴びて¹³⁵⁾いる。

1. 2. 2 グリーン関数

前項で述べた式 (II - 1 - 9) に基づいて弾性波動問題を解析する際に、最も重要な役割を果たすのはグリーン関数である。これは、また、前述の積分方程式法では基本特異解とも呼ばれて¹³²⁾いる。

弾性波動問題の場合には、式 (II - 1 - 1) と式 (II - 1 - 3) よりわかるように

$$\begin{aligned}
& (\lambda + \mu) G_{j(k, j)l}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') + \mu G_{i(k, j)j}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') \\
& + \delta_{ik} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t - t') = \rho \ddot{G}_{ik}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t')
\end{aligned} \quad (\text{II} - 1 - 10)$$

なる偏微分方程式の解に他ならない。

無限弾性体における式 (II - 1 - 10) の 3 次元の解は、すでによく知られており、次のようである。¹³⁶⁾

$$\begin{aligned}
G_{ik}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') = & \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_i\gamma_k - \delta_{ik}) \frac{1}{r^3} \int_{r/v_p}^{r/v_s} \tau \delta(t - t' - \tau) d\tau \\
& + \frac{1}{4\pi\rho v_p^2} \gamma_i\gamma_k \frac{1}{r} \delta\left(t - t' - \frac{r}{v_p}\right) \\
& - \frac{1}{4\pi\rho v_s^2} (\gamma_i\gamma_k - \delta_{ik}) \frac{1}{r} \delta\left(t - t' - \frac{r}{v_s}\right)
\end{aligned} \quad (\text{II} - 1 - 11)$$

ここで、 \mathbf{r} は点 \mathbf{x}' から点 \mathbf{x} への単位方向ベクトルであり、 r はその間の距離 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ を表わしている。また、 v_p 、 v_s はそれぞれ縦波、横波の伝播速度であり、次式により決定される。

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (\text{II} - 1 - 12)$$

式 (II - 1 - 11) の表現より明らかなように、この解には縦波と横波しか存在していない。

実際に A E として観測される波動について考えれば、供試体表面で検出されることより、自由表面での波動現象と考えられる。弾性体の波動現象では、自由表面とか材質の異なる媒質との境界の存在によって、縦波、横波以外の波動成分の存在することが知られている¹²⁴⁾。例えば、Rayleigh 波、Love 波、Stoneley 波などがそうである。これらの波は、その発生の条件からもわかるように、偏微分方程式 (II - 1 - 1) の解を求める際の境界条件から導びかれる。

そのようなことを考慮すれば、検出される A E 波動は、供試体の他の境界からの反射波が到達する以前の時間内では、半無限弾性体の自由表面での波動現象であると考えられる。そこで、次章以後の解析において重要な半無限弾性体のグリーン関数について、以下に述べることにする。

(1) 半無限弾性体のグリーン関数

半無限弾性体の表面上あるいは内部の 1 点に衝撃的な外力 (パルス) が作用した場合に、表面上のある 1 点での変位を求める問題は、1904 年に Lamb¹³⁷⁾ によって解かれて以来、Lamb の問題として多くの学者の研究対象となってきた^{138), 139), 140)}。それらの研究では、解析の容易さから、Cauchy 固体 (Poisson 材料とも呼ばれるポアソン比 $\nu = 0.25$ の弾性体) の場合の解を求めている。ここでは、任意のポアソン比に対して適用でき、数値計算に適した解として Johnson¹⁴¹⁾ の解を採用する。ただし、彼の文献には表記上の誤りなどもあるため、その訂正も含めて改めて誘導する。

式 (II - 1 - 1) において物体力 $f(\mathbf{x}, t)$ が次式で与えられる場合を考える。

$$f_i(\mathbf{x}, t) = F_i \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t - t') \quad (\text{II} - 1 - 13)$$

そして、Fig II.1.2 に示すように、 \mathbf{x} 、 \mathbf{x}' をとり、境界条件は、 $x_3 = 0$ において

$$\sigma_{13} = \sigma_{23} = \sigma_{33} = 0 \quad (\text{II} - 1 - 14)$$

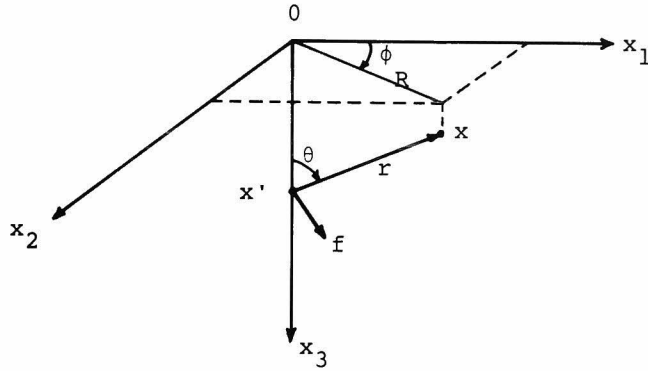


Fig.II.1.2 Geometry of a half space. The plane $x_3 = 0$ is a free surface.

であるとする。また、 $t' = 0$ としても一般性は失われないため、以後はそうに置いておく。

式(Ⅱ-1-1)に、積分変換を行うが、それには時間に対してはラプラス変換(変換パラメータ- s)、空間座標に対しては、次式で示すような一般化ラプラス変換(変換パラメータ- ξ)を採用する。

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}(\xi) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-\xi x} dx \\ f(x) &= -\frac{i}{2\pi} \int_{-i\infty}^{i\infty} \bar{f}(\xi) e^{\xi x} d\xi \end{aligned} \right\} \quad (\text{Ⅱ-1-15})$$

このような積分変換の導入は、弾性波動問題の解析法として最近現われてきた一般化波線理論^{142), 143)}におけるのと同様である。あるいは、以下の解の誘導は、一般化波線理論による境界が1つの場合の解析例とも言えるであろう。

式(Ⅱ-1-13)と式(Ⅱ-1-15)より、式(Ⅱ-1-1)は次のようになる。

$$\rho s^2 \bar{u}_i = F_i e^{-\xi_3 x_3} + (\lambda + \mu) \xi_i \xi_j \bar{u}_j + \mu \xi_j \xi_i \bar{u}_j \quad (\text{Ⅱ-1-16})$$

ここで、 \mathbf{x}' はFig. II.1.2に従って $\mathbf{x} = (0, 0, x'_3)$ とした。こうしても一般性が失われないことは明かである。さらに、以下のようにおくことにより

$$\begin{aligned} K_\alpha &= \frac{s}{v_p} & , & & K_\beta &= \frac{s}{v_s} \\ \nu_\alpha &= \sqrt{K_\alpha^2 - \xi_1^2 - \xi_2^2} & , & & \nu_\beta &= \sqrt{K_\beta^2 - \xi_1^2 - \xi_2^2} \end{aligned}$$

式(Ⅱ-1-16)は次のようになる。

$$\left\{ \xi_i \xi_j + \delta_{ij} \frac{\mu}{\lambda + \mu} (\xi_3^2 - \nu_\beta^2) \right\} \bar{u}_j = - \frac{e^{-\xi_3 x_3}}{\lambda + \mu} F_i \quad (\text{Ⅱ-1-17})$$

上式を \bar{u}_j について解くことにより、変換された場でのグリーン関数 \bar{G}_{ij} が得られる。例として、以下ではFig. Ⅱ.1.2において、集中力 f が点 \mathbf{x}' で x_3 方向に作用した場合の点 \mathbf{x} での x_3 方向の変位を対象として考える。したがって、 $G_{33}(\xi_1, \xi_2, \xi_3, s; \mathbf{x}')$ を考察することになる。

式(Ⅱ-1-17)を解いて、 \bar{G}_{33} を求めれば、

$$\bar{G}_{33}(\xi_1, \xi_2, \xi_3, s; \mathbf{x}_3') = - \frac{1}{\rho s^2} \left\{ \frac{\nu_\alpha^2}{\xi_3^2 - \nu_\alpha^2} + \frac{\xi_1^2 + \xi_2^2}{\xi_3^2 - \nu_\beta^2} \right\} e^{-\xi_3 x_3} \quad (\text{Ⅱ-1-18})$$

となる。ここで、以下の諸式を簡単にするために外力のベクトル \mathbf{F} は省略してある。

式(Ⅱ-1-18)は、微分方程式の特性方程式に相当する式(Ⅱ-1-17)に対する特解であり、さらに、式(Ⅱ-1-17)の左辺から求められる固有値に対する固有関数が一般解として存在する。

そこで、それらも考慮した上で、 ξ_3 に関して逆変換すれば、次のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{G}_{33}(\xi_1, \xi_2, x_3, s; \mathbf{x}_3') &= - \frac{i}{2\pi} \int_{-i\infty}^{i\infty} \bar{G}_{33}(\xi_1, \xi_2, \xi_3, s; \mathbf{x}_3') e^{\xi_3 x_3} d\xi_3 \\ &= \frac{1}{2\rho s^2} \left\{ \frac{e^{-\nu_\alpha |x_3' - x_3|}}{\nu_\alpha} \nu_\alpha^2 + \frac{e^{-\nu_\beta |x_3' - x_3|}}{\nu_\beta} (\xi_1^2 + \xi_2^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{e^{-\nu_\alpha (x_3' + x_3)}}{\nu_\alpha} (-\nu_\alpha a_3) + \frac{e^{-\nu_\beta (x_3' + x_3)}}{\nu_\beta} (\xi_1 b_3 + \xi_2 c_3) \right\} \quad (\text{Ⅱ-1-19}) \end{aligned}$$

a_3, b_3, c_3 は、式(Ⅱ-1-14)から求められる変換された場での自由表面の境界条件より、以下のように決定される。

$$\begin{aligned} a_3 &= - \frac{\nu_\alpha}{d} \left\{ h^2 - 4\nu_\alpha \nu_\beta (\xi_1^2 + \xi_2^2) + 4(\xi_1^2 + \xi_2^2) h e^{\nu_\alpha - \nu_\beta} x_3 \right\} \\ b_3 &= - \frac{\xi_1}{d} \left\{ h^2 - 4\nu_\alpha \nu_\beta (\xi_1^2 + \xi_2^2) - 4\nu_\alpha \nu_\beta h e^{(\nu_\beta - \nu_\alpha) x_3} \right\} \\ c_3 &= - \frac{\xi_2}{d} \left\{ h^2 - 4\nu_\alpha \nu_\beta (\xi_1^2 + \xi_2^2) - 4\nu_\alpha \nu_\beta h e^{\nu_\beta - \nu_\alpha x_3} \right\} \end{aligned}$$

ここで,

$$h = \nu_\beta^2 - \xi_1^2 - \xi_2^2, \quad d = h^2 + 4\nu_\alpha \nu_\beta (\xi_1^2 + \xi_2^2)$$

である。

本研究においては、検出点 \mathbf{x} が自由表面上、すなわち $x_3 = 0$ の場合が必要である。そこで、式(II-1-19)において、 $x_3 = 0$ とすれば、次のようになる。

$$\bar{G}_{33}(\xi_1, \xi_2, s; x_3') = \frac{e^{-\nu_\alpha x_3'}}{\mu d} \nu_\alpha h + \frac{e^{-\nu_\beta x_3'}}{\mu d} \cdot 2\nu_\alpha (\xi_1^2 + \xi_2^2) \quad (\text{II}-1-20)$$

これを、 ξ_1 , ξ_2 について逆変換を行う。

$$\begin{aligned} G_{33}(x_1, x_2, s; x_3') &= \frac{-1}{4\pi^2 \mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\nu_\alpha h}{d} e^{-\nu_\alpha x_3'} e^{\xi_1 x_1 + \xi_2 x_2} d\xi_1 d\xi_2 \\ &+ \frac{-1}{4\pi^2 \mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{2\nu_\alpha (\xi_1^2 + \xi_2^2)}{d} e^{-\nu_\beta x_3'} e^{\xi_1 x_1 + \xi_2 x_2} d\xi_1 d\xi_2 \end{aligned} \quad (\text{II}-1-21)$$

上式の積分を実行するために、前述の一般化波線理論においても、その骨子となっている Cagniard-de Hoop^{144), 145)}の方法を適用する。

Fig. II.1.2 より、次のような関係がある。

$$\begin{aligned} x_1 &= R \cos \phi, & x_2 &= R \sin \phi, & R &= \sqrt{x_1^2 + x_2^2} \\ R &= r \sin \theta, & x_3' &= r \cos \theta, & r &= \sqrt{R^2 + x_3'^2} \end{aligned}$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= sq \cos \phi - is p \sin \phi \\ \xi_2 &= sq \sin \phi + is p \cos \phi \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}-1-22)$$

と置くことにより積分変数を ξ_1 , ξ_2 から p , q に変換する。また,

$$\begin{aligned} \eta_\alpha &= \sqrt{\frac{1}{v_p^2} + p^2 - q^2}, & \eta_\beta &= \sqrt{\frac{1}{v_s^2} + p^2 - q^2} \\ \gamma &= \eta_\beta^2 + p^2 - q^2, & \sigma &= \gamma^2 + 4\eta_\alpha \eta_\beta (q^2 - p^2) \end{aligned}$$

とする。ただし、 p, q に関する式 (II-1-21) の積分値が存在するためには、

$$Re \{ \eta_\alpha \} \geq 0, \quad Re \{ \eta_\beta \} \geq 0$$

が必要条件となっている。

以上の準備の後、まず、式 (II-1-21) の右辺第1項を計算する。

それを \bar{I}_M とすれば、上述の諸式より、次のように表わせる。

$$\bar{I}_M = \frac{-i}{\pi^2 \mu} \int_0^\infty dq \int_0^\infty \frac{S \eta_\alpha \gamma}{\sigma} e^{-S(-qr \sin \theta + \eta_\alpha r \cos \theta)} dp \quad (\text{II-1-23})$$

ここで、

$$t = -qr \sin \theta + \eta_\alpha r \cos \theta \quad (\text{II-1-24})$$

とおけば、弾性体内では縦波が最も速く伝播することから、常に

$$\frac{t}{r} \geq \frac{1}{v_p}$$

が成立する。そして、 q については虚数軸の正の方向に積分を実行することにより、

$$q = -\frac{t}{r} \sin \theta + i \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2} \cos \theta$$

となる。

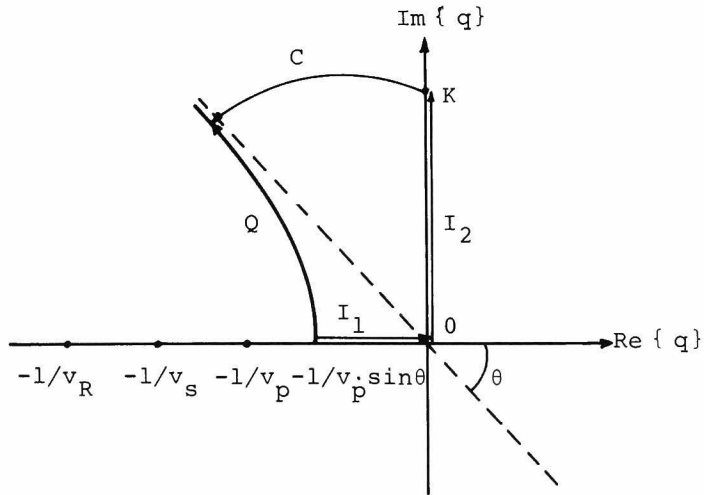


Fig.II.1.3 Contour for an integral \bar{I}_M in q -plane.

この q を、複素平面上に示せば Fig. II.1.3 の曲線 Q で表わされる。ここで、 v_p , v_s , v_R は、それぞれ縦波、横波、Rayleigh 波の伝播速度であり、図中の・印の点は、この平面上の特異点を表わしている。

したがって、図において、 $I_1 \rightarrow I_2 \rightarrow C$ と Q の逆方向から成る 1 周積分路を考えれば、その囲まれた領域には特異点がないことより、Cauchy の積分定理によって

$$\int_{I_1} + \int_{I_2} + \int_C - \int_Q dq = 0$$

となる。式 (II-1-23) の積分において、 I_1 上では、被積分関数は常に 0 であり、 C 上では、図中の K の増大 ($K \rightarrow \infty$) につれて積分値が 0 に収束することを考慮すれば、

$$\int_{I_2} dq = \int_Q dq$$

となる。

このように式 (II-1-23) における q の虚軸上 (I_2) の積分と曲線 Q 上の積分が一致することより、積分変数を q から t に式 (II-1-24) を用いて変換することができる。そのとき、積分は、 p の実数範囲でのものであることより、次のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{I}_M &= \frac{1}{\pi^2 \mu} \int_{\frac{t}{v_p}}^{\infty} \left[\int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}}} \frac{S \eta_\alpha \gamma}{\sigma} \cdot \frac{\eta_\alpha}{r \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2}} dp \right] e^{-st} dt \\ &= \int_0^{\infty} S \left[\frac{1}{\pi^2 \mu r} \int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}}} H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \left\{ \frac{\eta_\alpha}{\sigma} \cdot \frac{\eta_\alpha \gamma}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2}} \right\} dp \right] e^{-st} dt \end{aligned}$$

上式がラプラス変換式と同型であることから、大括弧の中が逆変換に一致するという Cagniard の方法によって、逆変換の結果は次のように求められる。

$$\begin{aligned} I_M(x_1, x_2, t; x_3) &= \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}}} H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \\ &\quad \times Re \left\{ \frac{\eta_\alpha}{\sigma} \cdot \frac{\eta_\alpha \gamma}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2}} \right\} dp \end{aligned} \quad (\text{II-1-25})$$

次に、式(Ⅱ-1-21)の右辺第2項の値を \bar{I}_N として積分を実行する。

この場合も同様に、 p , q に変数変換すれば、以下のようになる。

$$\bar{I}_N = \frac{-i}{\pi^2 \mu} \int_0^{t_\infty} dq \int_0^\infty \frac{s}{\sigma} \cdot 2\eta_\alpha(q^2 - p^2) e^{-s(-rq \sin \theta + r\eta_\beta \cos \theta)} dp \quad (\text{Ⅱ-1-26})$$

そして、同様に、

$$t = -rq \sin \theta + r\eta_\beta \cos \theta \quad (\text{Ⅱ-1-27})$$

と置く。このとき、

$$q = -\frac{t}{r} \sin \theta + i \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2} \cos \theta$$

である。

そこで、Fig. Ⅱ.1.3を参考にして、

$$-\frac{1}{v_s} \sin \theta \geq -\frac{1}{v_p}$$

つまり、

$$\sin \theta \leq \frac{v_s}{v_p}$$

ならば、積分路に関して、 \bar{I}_M の場合と全く同様なことが言え、逆変換の結果は、次のようになる。

$$\begin{aligned} I_N(x_1, x_2, t; x_3') &= \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2}}} H\left(t - \frac{1}{v_s}\right) \\ &\quad \times R_e \left\{ \frac{\eta_\beta}{\sigma} \cdot \frac{2\eta_\alpha(q^2 - p^2)}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2}} \right\} dp \end{aligned} \quad (\text{Ⅱ-1-28})$$

上記の逆の場合

$$\sin \theta > \frac{v_s}{v_p}$$

ならば、 \bar{I}_N の積分は以下ようになる。

Fig. II.1.4 に示すように、特異点である $-\frac{1}{v_p}$ と $-\frac{1}{v_s}$ の間に $-\frac{1}{v_s} \sin \theta$ が存在することより、

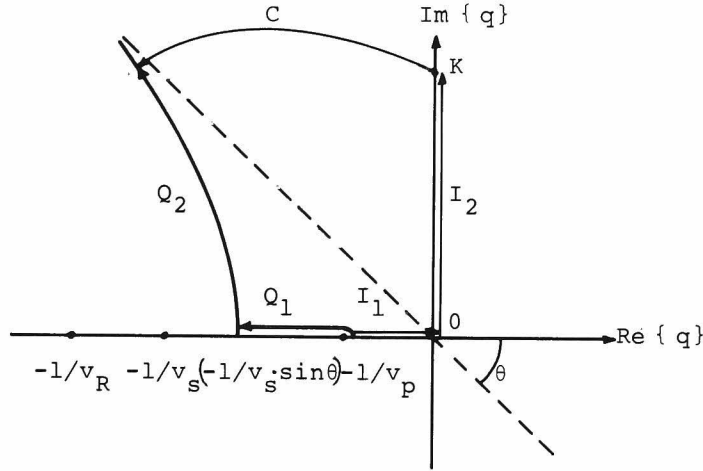


Fig.II.1.4 Contour for an integral \bar{I}_N with a singular point $-1/v_p$.

前と同様な1周積分路をとれば、その領域内に特異点 $-\frac{1}{v_p}$ が含まれることになる。

そこで、それを含まないように図に示すような積分路 $I_1 \rightarrow I_2 \rightarrow C \leftarrow Q_2 \leftarrow Q_1$ を考える。そうすれば、前と同様にして、

$$\int_{I_2} dq = \int_{Q_1} + \int_{Q_2} dq$$

が成立することになる。

Q_2 上の積分は、式(II-1-28)と同様であるが、 Q_1 の積分は q の実軸に関するものであり、式(II-1-27)より q は以下のように置かれねばならない。

$$q = -\frac{t}{r} \sin \theta + \sqrt{p^2 + \frac{1}{v_s^2} - \left(\frac{t}{r}\right)^2} \cos \theta \quad \text{II-1-29)}$$

このとき、 q が Q_1 上にあるためには、積分変数を t に変換した場合の t の範囲は、

$$\frac{r}{v_s} \geq t \geq \frac{r}{v_p} \sin \theta + r \sqrt{\frac{1}{v_s^2} - \frac{1}{v_p^2}} \cos \theta \equiv t_1$$

となる。

これより、この場合には、次のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{I}_N &= \int_{q_1} + \int_{q_2} \\ &= \frac{i}{\pi^2 \mu} \int_{t_1}^{\frac{t}{v_s}} \left[\int_0^{p_1} \frac{s \cdot 2 \eta_\alpha (q^2 - p^2)}{\sigma} \cdot \frac{\eta_\beta}{r \sqrt{p^2 + \frac{1}{v_s^2} - \left(\frac{t}{r}\right)^2}} dp \right] e^{-st} dt \\ &+ \frac{1}{\pi^2 \mu} \int_{\frac{t}{v_s}}^\infty \left[\int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2}}} \frac{s \cdot 2 \eta_\alpha (q^2 - p^2)}{\sigma} \cdot \frac{\eta_\beta}{r \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2}} dp \right] e^{-st} dt \end{aligned}$$

(II-1-30)

ここで、 P_1 は、上式の右辺第1項の被積分関数が複素数である必要性から、以下のように求められる。

$$p_1 = \sqrt{\left(\frac{\frac{t}{r} - \sqrt{\frac{1}{v_s^2} - \frac{1}{v_p^2}} \cos \theta}{\sin \theta} \right)^2 - \frac{1}{v_p^2}}$$

これより、式(II-1-30)は、次のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{I}_N &= \int_0^\infty s \left[\frac{1}{\pi^2 \mu r} \int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2}}} H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \right. \\ &\quad \times \left. \left\{ \frac{\eta_\beta}{\sigma} \cdot \frac{2 \eta_\alpha (q^2 - p^2)}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2}} \right\} dp \right] e^{-st} dt \\ &+ \int_0^\infty s \left[\frac{1}{\pi^2 \mu r} \int_0^{p_1} \left\{ H(t - t_1) - H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \right\} \right. \\ &\quad \times \left. \left\{ \frac{\eta_\beta}{\sigma} \cdot \frac{i 2 \eta_\alpha (q^2 - p^2)}{\sqrt{p^2 + \frac{1}{v_s^2} - \left(\frac{t}{r}\right)^2}} \right\} dp \right] e^{-st} dt \end{aligned}$$

したがって、逆変換の後の式は以下のように求められる。

$$\begin{aligned}
 I_N(x_1, x_2, t; x'_3) &= \frac{1}{\pi^2 \mu r} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2}}} H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \\
 &\quad \times R_e \left\{ \frac{\eta_\beta}{\sigma} \cdot \frac{2 \eta_\alpha (q^2 - p^2)}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 + \frac{1}{v_s^2} - p^2}} \right\} dp \\
 &\quad + \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{p_1} \left\{ H(t - t_1) - H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \right\} \\
 &\quad \times R_e \left\{ \frac{\eta_\beta}{\sigma} \cdot \frac{i 2 \eta_\alpha (q^2 - p^2)}{\sqrt{p^2 + \frac{1}{v_s^2} - \left(\frac{t}{r}\right)^2}} \right\} dp
 \end{aligned}$$

(II-1-31)

以上の結果より、式 (II-1-25)、式 (II-1-28)、式 (II-1-31) を用いて $G_{33}(x_1, x_2, t; x'_3)$ は得ることができる。同様にして G_{ij} の他の成分も求められる。それらは、以下のようにまとめることができる。

$$\begin{aligned}
 G_{ij}(x_1, x_2, t; x'_3) &= \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}}} H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \\
 &\quad \times R_e \left\{ \frac{\eta_\alpha}{\sigma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2}} M_{ij} \right\} dp \\
 &\quad + \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{p^*} H(t - t^*) \\
 &\quad \times R_e \left\{ \frac{\eta_\beta}{\sigma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2}} N_{ij} \right\} dp
 \end{aligned}$$

(II-1-32)

ただし,

$$p_* = \begin{cases} \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2}} & , \sin \theta \leq \frac{v_s}{v_p} \\ \sqrt{\left(\frac{\frac{t}{r} - \sqrt{\frac{1}{v_s^2} - \frac{1}{v_p^2}} \cos \theta}{\sin \theta}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}} = p_1, & \sin \theta > \frac{v_s}{v_p} \end{cases}$$

$$t_* = \begin{cases} \frac{r}{v_s} & , \sin \theta \leq \frac{v_s}{v_p} \\ \frac{r}{v_p} \sin \theta + \sqrt{\frac{1}{v_s^2} - \frac{1}{v_p^2}} \cos \theta = t_1, & \sin \theta > \frac{v_s}{v_p} \end{cases}$$

であり, 第1項の積分では,

$$q = -\frac{t}{r} \sin \theta + i \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2 \cos \theta} \quad , \quad t \geq \frac{r}{v_p}$$

第2項の積分では,

$$q = \begin{cases} -\frac{t}{r} \sin \theta + \sqrt{p^2 + \frac{1}{v_s^2} - \left(\frac{t}{r}\right)^2} \cos \theta \quad , & t_1 \leq t \leq \frac{r}{v_s} \\ -\frac{t}{r} \sin \theta + i \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2 \cos \theta} \quad , & t \geq \frac{r}{v_s} \end{cases}$$

である。

以下に, M_{ij} , N_{ij} の全てを示す。

$$M_{11} = 2\eta_\beta \{ (q^2 + p^2) \cos^2 \phi - p^2 \}$$

$$M_{12} = 2\eta_\beta (q^2 + p^2) \sin \phi \cos \phi$$

$$M_{13} = 2q\eta_\alpha \eta_\beta \cos \phi$$

$$M_{21} = M_{12}$$

$$M_{22} = 2\eta_\beta \{ (q^2 + p^2) \sin^2 \phi - p^2 \}$$

$$M_{23} = 2q\eta_\alpha \eta_\beta \sin \phi$$

$$M_{31} = q\gamma \cos \phi$$

$$M_{32} = q\gamma \sin \phi$$

$$M_{33} = \eta_\alpha \gamma$$

$$\begin{aligned}
N_{11} &= \frac{1}{\eta_\beta} [\eta_\beta^2 \gamma - (\gamma - 4 \eta_\alpha \eta_\beta) \{ (q^2 + p^2) \sin^2 \phi - p^2 \}] \\
N_{12} &= \frac{1}{\eta_\beta} (q^2 + p^2) (\gamma - 4 \eta_\alpha \eta_\beta) \sin \phi \cos \phi \\
N_{13} &= -q \gamma \cos \phi \\
N_{21} &= N_{12} \\
N_{22} &= \frac{1}{\eta_\beta} [\eta_\beta^2 \gamma - (\gamma - 4 \eta_\alpha \eta_\beta) \{ (q^2 + p^2) \cos^2 \phi - p^2 \}] \\
N_{23} &= -q \gamma \sin \phi \\
N_{31} &= -2 q \eta_\alpha \eta_\beta \cos \phi \\
N_{32} &= -2 q \eta_\alpha \eta_\beta \sin \phi \\
N_{33} &= 2 \eta_\alpha (q^2 - p^2)
\end{aligned}$$

式(Ⅱ-1-32)で与えられるグリーン関数は、その誘導からも明らかなように時間軸に対してデルタ関数的に作用する力に対するものである。したがって、時間に対してステップ関数的に作用する力に対するグリーン関数が必要な場合には、式(Ⅱ-1-32)の右辺における偏微分 $\frac{\partial}{\partial t}$ を行わなければよい。以後、そのようなグリーン関数を G_{ij}^H と記すこともある。

(2) 半無限のグリーン関数の空間微分

式(Ⅱ-1-9)に基づいて弾性波動を解析するには、式(Ⅱ-1-6)を参照すれば明らかなように、グリーン関数の空間微分が必要である。式(Ⅱ-1-32)のグリーン関数は、一般的には数値積分によって求めざるを得ないため、数值的に微分することも可能である。

しかしながら、空間微分に関する次の性質を利用すれば、式(Ⅱ-1-21)と同様な変換により直接に求めることができる。

$$G_{ij,k} \equiv \frac{\partial}{\partial x_k} G_{ij}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) = - \frac{\partial}{\partial \xi_k} G_{ij}(\mathbf{x}, t; \xi, \tau) \equiv -G_{ij,k'}$$

例えば、式(Ⅱ-1-21)から $G_{33,1'}$ を求める場合を考えれば、

$$\begin{aligned}
G_{33,1'}(x, x_2, s; x_3') &= - \frac{\partial}{\partial x_1} G_{33}(x_1, x_2, s; x_3') \\
&= \frac{1}{4\pi^2 \mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\nu_\alpha \hbar}{d} e^{-\nu_\alpha x_3'} \xi_1 e^{\xi_1 x_1 + \xi_2 x_2} d\xi_1 d\xi_2 \\
&\quad + \frac{1}{4\pi^2 \mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{2\nu_\alpha (\xi_1^2 + \xi_2^2)}{d} e^{-\nu_\alpha x_3'} \xi_1 e^{\xi_1 x_1 + \xi_2 x_2} d\xi_1 d\xi_2
\end{aligned}$$

(Ⅱ-1-33)

となることより，上式に前と同様に，Cagniard-de Hoop の方法を適用すればよい。

このようにして，グリーン関数の空間微分は，以下のように求められる。

$$\begin{aligned}
G_{ij,k'}(x_1, x_2, t; x_3') &= \frac{1}{\pi^2 \mu r} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}}} H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \\
&\quad \times R_e \left\{ \frac{\eta_\alpha}{\sigma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2}} M_{ij,k'} \right\} dp \\
&\quad + \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{t_*} H(t - t_*) \\
&\quad \times R_e \left\{ \frac{\eta_\beta}{\sigma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2}} N_{ij,k'} \right\} dp
\end{aligned} \tag{II-1-34}$$

$$\begin{aligned}
M_{11,1} &= -2q\eta_\beta \{ (q^2 + 3p^2) \cos^2 \phi - 3p^2 \} \cos \phi \\
M_{12,1} &= -2q\eta_\beta \{ (q^2 + 3p^2) \cos^2 \phi - p^2 \} \sin \phi \\
M_{13,1} &= -2\eta_\alpha \eta_\beta \{ q^2 + p^2 \} \cos^2 \phi - p^2 \} \\
M_{21,1} &= M_{12,1} \\
M_{22,1} &= -2q\eta_\beta \{ (q^2 + 3p^2) \sin^2 \phi - p^2 \} \cos \phi \\
M_{23,1} &= -2\eta_\alpha \eta_\beta \{ q^2 + p^2 \} \sin \phi \cos \phi \\
M_{31,1} &= -\gamma \{ (q^2 + p^2) \cos^2 \phi - p^2 \} \\
M_{32,1} &= -\gamma \{ q^2 + p^2 \} \sin \phi \cos \phi \\
M_{33,1} &= -q\eta_\alpha \gamma \cos \phi \\
M_{11,2} &= M_{12,1} \\
M_{12,2} &= M_{22,1} \\
M_{13,2} &= M_{23,1} \\
M_{21,2} &= M_{12,2} \\
M_{22,2} &= -2q\eta_\beta \{ (q^2 + 3p^2) \sin^2 \phi - 3p^2 \} \sin \phi \\
M_{23,2} &= -2\eta_\alpha \eta_\beta \{ (q^2 + p^2) \sin^2 \phi - p^2 \} \\
M_{31,2} &= M_{32,1} \\
M_{32,2} &= -\gamma \{ (q^2 + p^2) \sin^2 \phi - p^2 \} \\
M_{33,2} &= -q\eta_\alpha \gamma \sin \phi \\
M_{ij,3} &= -\eta_\alpha M_{ij} \\
N_{11,1} &= -\frac{q}{\eta_\beta} [\eta_\beta^2 \gamma - (\gamma - 4\eta_\alpha \eta_\beta) \{ (q^2 + 3p^2) \sin^2 \phi - p^2 \}] \cos \phi
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N_{12,1'} &= -\frac{q}{\eta_\beta} (\gamma - 4\eta_\alpha\eta_\beta) \{ (q^2 + 3p^2) \cos^2 \phi - p^2 \} \sin \phi \\
N_{13,1'} &= \gamma \{ (q^2 + p^2) \cos^2 \phi - p^2 \} \\
N_{21,1'} &= N_{12,1'} \\
N_{22,1'} &= -\frac{q}{\eta_\beta} [\eta_\beta^2 \gamma - (\gamma - 4\eta_\alpha\eta_\beta) \{ (q^2 + 3p^2) \cos^2 \phi - 3p^2 \}] \cos \phi \\
N_{23,1'} &= \gamma (q^2 + p^2) \sin \phi \cos \phi \\
N_{31,1'} &= 2\eta_\alpha\eta_\beta \{ (q^2 + p^2) \cos^2 \phi - p^2 \} \\
N_{32,1'} &= 2\eta_\alpha\eta_\beta (q^2 + p^2) \sin \phi \cos \phi \\
N_{33,1'} &= -2q\eta_\alpha (q^2 - p^2) \cos \phi \\
N_{11,2} &= -\frac{q}{\eta_\beta} [\eta_\beta^2 \gamma - (\gamma - 4\eta_\alpha\eta_\beta) \{ (q^2 + 3p^2) \sin^2 \phi - 3p^2 \}] \sin \phi \\
N_{12,2} &= -\frac{q}{\eta_\beta} (\gamma - 4\eta_\alpha\eta_\beta) \{ (q^2 + 3p^2) \sin^2 \phi - p^2 \} \cos \phi \\
N_{13,2} &= N_{23,1'} \\
N_{21,2} &= N_{12,2} \\
N_{22,2} &= -\frac{q}{\eta_\beta} [\eta_\beta^2 \gamma - (\gamma - 4\eta_\alpha\eta_\beta) \{ (q^2 + 3p^2) \cos^2 \phi - p^2 \}] \sin \phi \\
N_{23,2} &= \gamma \{ (q^2 + p^2) \sin^2 \phi - p^2 \} \\
N_{31,2} &= N_{32,1'} \\
N_{32,2} &= 2\eta_\alpha\eta_\beta \{ (q^2 + p^2) \sin^2 \phi - p^2 \} \\
N_{33,2} &= -2q\eta_\alpha (q^2 - p^2) \sin \phi \\
N_{ij,3} &= -\eta_\beta N_{ij}
\end{aligned}$$

(3)自由表面に外力が作用する場合のグリーン関数

式(Ⅱ-1-32)で示した解は、半無限弾性体内部の点 \mathbf{x}' で外力が作用した場合の自由表面上の点 \mathbf{x} での変位を与えている。この G_{ij}^H の場合のグリーン関数は、Pekeris によれば、内部パルスに対する Lamb 解と呼ばれているものである。¹³⁹⁾

外力の作用点 \mathbf{x}' も自由表面上にある場合は表面パルス¹³⁸⁾の Lamb 解と呼ばれているものであり、式(Ⅱ-1-32)で、 $\mathbf{x}'_3 = 0$ の場合の解として求めることができる。ただし、その場合には、Fig. Ⅱ.1.4 にも示されている特異点 $-\frac{1}{v_R}$ に近い所を積分路が通過するため、 p 軸に関する数値積分をかなり巧妙に行わなければ発散することが知られている。

そこで、ここでは式(Ⅱ-1-32)によらずに、Pekeris の解析解を任意のポアソン比の材料に適用可能なように修正した結果を、Mooney の文献¹⁴⁶⁾に従って示しておく。ただし、以後の解析に際して必要となる G_{33}^H のみにとどめる。

$$\left. \begin{aligned} G_{33}^H(x_1, x_2, t; 0) &= \frac{\delta^2}{\pi^2 \mu R} G(\tau) \\ \delta &= \frac{v_p}{v_s}, \tau = \frac{v_s}{R} t \end{aligned} \right\} \quad (\text{II} - 1 - 35)$$

ここで、 $G(\tau)$ は以下のような式から求められる関数である。

$$G(\tau) = \begin{cases} 0 & \tau \leq \frac{1}{\delta} \\ G_1(\tau) & \frac{1}{\delta} < \tau < 1 \\ G_1(\tau) + G_2(\tau) & \tau \geq 1 \end{cases}$$

$$G_1(\tau) = p_r \int_{1/\delta}^{\tau} v \cdot \frac{(1-2v^2)^2 \sqrt{v^2 - \frac{1}{\delta^2}}}{f(v) \sqrt{\tau^2 - v^2}} dv$$

$$G_2(\tau) = p_r \int_1^{\tau} 4v^3 \frac{\left(v^2 - \frac{1}{\delta^2}\right) \sqrt{v^2 - 1}}{f(v) \sqrt{\tau^2 - v^2}} dv$$

$$f(v) = \delta^2 - 8\delta^2 v^2 + 8v^4(3\delta^2 - 2) - 16v^6(\delta^2 - 1)$$

上式で、 P_r は積分の主値の意味であり、 $f(v)$ は Rayleigh 方程式で、前述の式 (II - 1 - 32) では σ に一致する。

1. 3 破壊機構と転位モデル

1. 3. 1 Knopoff-de Hoop の表示定理

前節で論じた Lamb 解を直接、クラックの伝播の際に発生する波動の解析に用いた研究なども見られるが、本項では、式 (II - 1 - 9) に転位モデルを導入する。¹⁴⁷⁾

それは、地震波動のシミュレーション解析において著名な Knopoff-de Hoop の表示定理の誘導に他ならない。さらに、転位モデルとコンクリート材料の破壊機構の対応について考察し、検出される AE 波動の表示式の検討を行うことにする。

コンクリート材料において発生する個々の AE 現象は、系内の微小破壊によって生じる弾性波動現象と考えられる。微小破壊は動的に生じると考えられるが、それは数学的には、地震の発生機構と同様に、弾性体内の動的な転位として記述しうる。¹⁴⁸⁾ ここで、転位とは弾性体内部に開曲面 Σ を考え、これに沿って切り口を入れ、切り口の両側の面で生じる変位および応力の不連続を意味している。転位と言えば、変位の不連続を考える場合が多いようであるが、ここではそのような一般的な定義を採用しておく。

Fig. II.1.5 に示すように、弾性体Dの内部に転位の生じる Σ^+ , Σ^- を考える。そのとき、図の

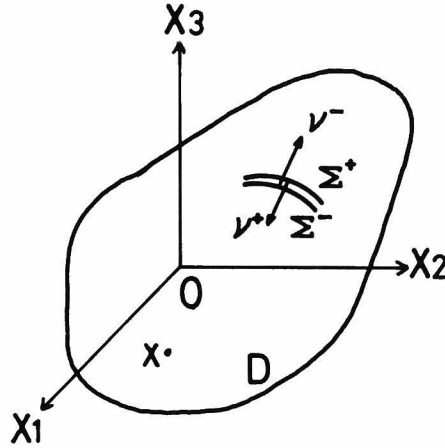


Fig.II.1.5 Dislocation surface Σ , situated entirely in the interior of an elastic body D.

座標系において、変位、応力それぞれの不連続量は、テンソル記号を用いて次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} [u_i] &= u_i^+ - u_i^- \\ [\sigma_{ij}] &= \sigma_{ij}^+ - \sigma_{ij}^- \end{aligned} \right\} \quad (\text{II} - 1 - 36)$$

ここで、上指標の+、-は、それぞれ面 Σ^+ , Σ^- における値を意味している。

ここまでの準備によって、Fig. II.1.5 に示す領域Dに、式(II-1-9)を適用すれば、面 Σ^+ 上の物理量には、全て+、-の指標を添えることにして、

$$\begin{aligned} u_k(\mathbf{x}, t) &= \int_0^t d\tau \int_D G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) f_i(\xi, \tau) dV_\xi \\ &+ \int_0^t d\tau \int_S \{ G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) \sigma_{ij}(\xi, \tau) n_j \\ &\quad - T_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) u_i(\xi, \tau) \} dS_\xi \\ &+ \int_0^t d\tau \int_{\Sigma^+} \{ G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) \sigma_{ij}^+(\xi, \tau) \nu_j^+ \\ &\quad - T_{ki}^+(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) u_i^+(\xi, \tau) \} dS_\xi \\ &+ \int_0^t d\tau \int_{\Sigma^-} \{ G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) \sigma_{ij}^-(\xi, \tau) \nu_j^- \\ &\quad - T_{ki}^-(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) u_i^-(\xi, \tau) \} dS_\xi \end{aligned} \quad (\text{II} - 1 - 37)$$

となる。ここで、右辺第3項および第4項の被積分関数の T_{ki} に上指標の +, - を添えたのは、式 (II-1-6) からわかるように T_{ki} には面の法線方向ベクトルが含まれていることを明記するためである。

物体 D が無限あるいは半無限弾性体ならば、境界 S 上での積分は放射条件、正則条件ならびに自由表面での境界条件より 0 となる。さらに、面 Σ^- 上の外向き法線 ν^- を ν と置くことにより、式 (II-1-37) は次のようになる。

$$\begin{aligned} u_k(\mathbf{x}, t) = & \int_0^t d\tau \int_D G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau, \xi) f_i(\xi, \tau) dV_\xi \\ & + \int_0^t d\tau \int_\Sigma \{ T_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau, \xi) [u_i(\xi, \tau)] \\ & - G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau, \xi) [\sigma_{ij}(\xi, \tau)] \nu_j \} dS_\xi \end{aligned} \quad (\text{II}-1-38)$$

式 (II-1-38) において、弾性波動現象では一般に物体力の項は支配的でないため、これを無視する。その場合、地震の発生機構としては、変位のくい違い $[u]$ が卓越すると考えて、式 (II-1-38) の右辺の第2項の積分の前半部のみを考慮し、 Σ 面上での積分に転位の生じる箇所の移動を導入すれば、これが地震学における断層モデルとなる。¹⁴⁹⁾

A E の発生源での破壊の規模は、前章の破壊源探査の結果などから、数 mm 程度と考えられることから、式 (II-1-38) において面 Σ は微小であり、点 ξ のみで代表しようと考えてもよいであろう。これに関しては、第4章において、数値実験によっても検討する。

また、式 (II-1-38) における応力の不連続量は、

$$\nu = \nu^- = -\nu^+$$

であることより、

$$\begin{aligned} [\sigma_{ij}] \nu_j &= (\sigma_{ij}^+ - \sigma_{ij}^-) \nu_j^- \\ &= -\sigma_{ij}^+ \nu_j^+ - \sigma_{ij}^- \nu_j^- = -t_i \end{aligned} \quad (\text{II}-1-39)$$

となるような応力ベクトル t が点 ξ に作用したと考えることもできる。

以上のことより、弾性体内の転位による系内のある点 \mathbf{x} での変位は、次のように表わされることになる。

$$u_k(\mathbf{x}, t) = \int_0^t \{ T_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) [u_i(\xi, \tau)] + G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) t_i(\xi, \tau) \} d\tau \quad (\text{II}-1-40)$$

式(II-1-40)は転位が1点で生じる場合に対応しており、このような転位は point dislocation¹³³⁾と呼ばれる。これに対して、前述の断層モデルとか、何らかの意味で転位の発生する点の移動を考慮したものは moving dislocation と呼ばれる。

式(II-1-40)では転位の生じる点 ξ において、2種類の不連続量 $[u]$ と t とが発生すると考えている。実際に、コンクリート材料でAEの発生に対応した微小破壊を考察すれば、このどちらかが卓越しているであろう。一般には、系内での微小破壊の際には、転位の発生点 ξ において、力の釣り合いが破られて集中力 t が発生する場合よりも、変位の不連続の場合が支配的であろうと考えられる。そこで、第II部を通して、以後の議論では式(II-1-40)を2つに分けて、弾性体において生じる変位 $u(\mathbf{x}, t)$ を、次のように変位のくい違いと集中力によるものとして別々に考えることにする。

$$u_k(t) = \int_0^t T_{ki}(t-\tau) [u_i(\tau)] d\tau \quad (\text{II}-1-41)$$

$$u_k(t) = \int_0^t G_{ki}(t-\tau) t_i(\tau) d\tau \quad (\text{II}-1-42)$$

ここで、これまでの議論から明らかなように、point dislocation model の場合には、点 ξ 、 \mathbf{x} は T_{ki} 、 G_{ki} を求めるためにのみ必要であり、式(II-1-40)の積分では陽に表われないため、上式においてはこれらを示さなかった。

1. 3. 2 転位モデルと等価な力学モデル

コンクリート材料の破壊機構と転位との関係について考察する場合には、代表的にどのような転位が考えられ、それがどのような破壊機構に対応するかが興味あるところであろう。地震学では、そのような発生機構に関して、転位と等価な力学モデルというのが考案されている。本項では、破壊機構と転位モデルの関係を明らかにすることを目的として、そのような力学モデル^{133), 148)}について論じることとする。

まず、以下のような積分表示を導入する。

$$G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) = \int_{V_{x'}} \delta(\mathbf{x}' - \xi) G_{ki}(\mathbf{x}, t-\tau; \mathbf{x}') dV_{x'} \quad (\text{II}-1-43)$$

ここで、体積積分を行う領域 $V_{\mathbf{x}'}$ は、弾性体 D 内の何らかの擾乱の生じている領域とする。さらに、 $T_{\kappa l}$ については、

$$\begin{aligned} G_{\kappa l, j'}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) &= \frac{\partial}{\partial \xi_j} G_{\kappa l}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) \\ &= \frac{\partial}{\partial \xi_j} \int_{V_{\mathbf{x}'}} \delta(\mathbf{x}' - \xi) G_{\kappa l}(\mathbf{x}, t-\tau; \mathbf{x}') dV_{\mathbf{x}'} \\ &= - \int_{V_{\mathbf{x}'}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j'} \delta(\mathbf{x}' - \xi) \right\} G_{\kappa l}(\mathbf{x}, t-\tau; \mathbf{x}') dV_{\mathbf{x}'} \end{aligned}$$

であることにより、次のように考える。

$$\begin{aligned} T_{\kappa l} &= \lambda G_{\kappa n, n'} \nu_l + \mu G_{\kappa l, j'} \nu_j + \mu G_{\kappa j, i'} \nu_i \\ &= - \int_{V_{\mathbf{x}'}} \left[\lambda \left\{ \frac{\partial}{\partial x_n'} \delta(\mathbf{x}' - \xi) \right\} G_{\kappa n}(\mathbf{x}, t-\tau; \mathbf{x}') \nu_l \right. \\ &\quad + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j'} \delta(\mathbf{x}' - \xi) \right\} G_{\kappa l}(\mathbf{x}, t-\tau; \mathbf{x}') \nu_j \\ &\quad \left. + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i'} \delta(\mathbf{x}' - \xi) \right\} G_{\kappa j}(\mathbf{x}, t-\tau; \mathbf{x}') \nu_j \right] dV_{\mathbf{x}'} \quad (\text{II} - 1 - 44) \end{aligned}$$

式 (II - 1 - 38) に式 (II - 1 - 43), 式 (II - 1 - 44) を代入すれば、領域 D を $V_{\mathbf{x}'}$ のみで考えることにより、次のようになる。

$$\begin{aligned} u_{\kappa}(\mathbf{x}', t) &= \int_0^t d\tau \int_{V_{\mathbf{x}'}} G_{\kappa p}(\mathbf{x}, t-\tau; \mathbf{x}') \left[f_p(\mathbf{x}', \tau) \right. \\ &\quad - \int_{\Sigma} \left(\lambda \left\{ \frac{\partial}{\partial x_p'} \delta(\mathbf{x}' - \xi) \right\} [u_l(\xi, \tau)] \nu_l \right. \\ &\quad + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x_l'} \delta(\mathbf{x}' - \xi) \right\} [u_p(\xi, \tau)] \nu_l \\ &\quad + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x_l'} \delta(\mathbf{x}' - \xi) \right\} [u_l(\xi, \tau)] \nu_p \\ &\quad \left. \left. + \delta(\mathbf{x}' - \xi) [\sigma_{pl}(\xi, \tau)] \nu_l \right) dS_{\xi} \right] dV_{\mathbf{x}'} \quad (\text{II} - 1 - 45) \end{aligned}$$

この結果、D 内の擾乱の生じている領域 $V_{\mathbf{x}'}$ 内では、転位面 Σ 上での変位および応力の不連続量 $[u_i]$, $[\sigma_{ij}]$ によって、次のような等価な力 \mathbf{e} が作用していると考えることができる。

$$\begin{aligned}
e_p(\mathbf{x}', \tau) = & - \int_{\Sigma} \left(\lambda \left\{ \frac{\partial}{\partial x_p} \delta(\mathbf{x}' - \boldsymbol{\xi}) \right\} [u_i(\boldsymbol{\xi}, \tau)] \nu_i \right. \\
& + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \delta(\mathbf{x}' - \boldsymbol{\xi}) \right\} [u_p(\boldsymbol{\xi}, \tau)] \nu_i \\
& + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \delta(\mathbf{x}' - \boldsymbol{\xi}) \right\} [u_i(\boldsymbol{\xi}, \tau)] \nu_p \\
& \left. + \delta(\mathbf{x}' - \boldsymbol{\xi}) [\sigma_{pi}(\boldsymbol{\xi}, \tau)] \nu_i \right\} dS_{\boldsymbol{\xi}}
\end{aligned} \quad (\text{II} - 1 - 46)$$

上式に基づいて、以下では代表的な転位モデルについて議論を行う。ただし、応力の不連続 $[\sigma_{ij}]$ による項については、前項で述べたことから集中力 \mathbf{t} に等価なことがすでにわかっている。それゆえ、式 (II - 1 - 46) の右辺の最終項は省略し、以下の議論の対象からは除くことにする。

(1) セン断転位の力学モデル

Fig. II.1.6 a) に示すような座標系をとり、 $\xi_1 - \xi_2$ 平面上に転位面が存在する場合を考える。そして、図のようにこの面上で ξ_1 方向の変位 u_1 が不連続になったとする。この場合、転位面に平行な変位成分がくい違うのであり、この機構はセン断転位に対応する。

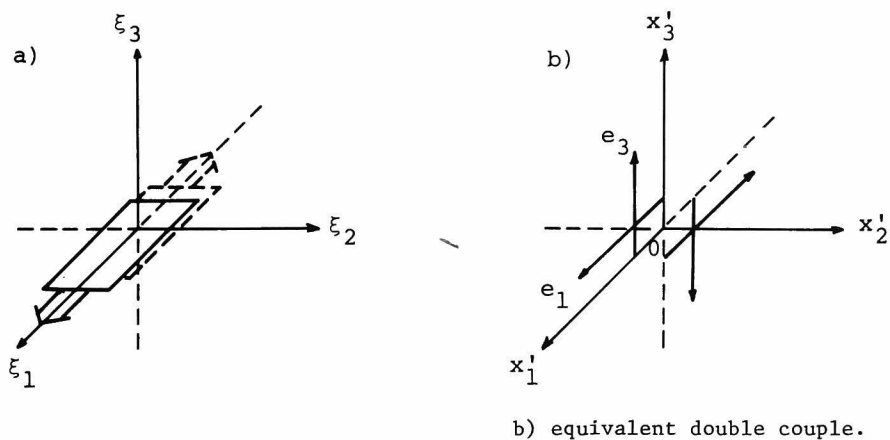


Fig.II.1.6 a) Displacement discontinuity for a shear dislocation and

式 (II - 1 - 46) において、図に従って次のように転位面の方向と転位の方向を与えれば、

$$\boldsymbol{\nu} = (0, 0, 1) \quad , \quad [\mathbf{u}] = (\delta(\xi_1) \delta(\xi_2) H(\tau), 0, 0)$$

等価な力学モデルは、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} e_1(\mathbf{x}', \tau) &= -\mu \delta(x'_1) \delta(x'_2) \left\{ \frac{\partial}{\partial x'_3} \delta(x'_3) \right\} H(\tau) \\ e_2(\mathbf{x}', \tau) &= 0 \\ e_3(\mathbf{x}', \tau) &= -\mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x'_1} \delta(x'_1) \right\} \delta(x'_2) \delta(x'_3) H(\tau) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II} - 1 - 47)$$

デルタ関数の導関数は、原点近傍で+から-に急変することを考慮して、式(II-1-47)の結果を図示すれば、Fig. II.1.6 b) のようになる。

地震学の断層モデルでは、主としてセン断転位しか考えていない。ここに得られている力学モデルが、断層運動に対応するとして著名なダブルカップルモデルである。¹⁵⁰⁾

この転位は、コンクリート材料では、クラックの閉塞の際にクラック面上のすべりなどにより発生、進展するセン断クラックに対応すると考えられる。

(2) 引張転位の力学モデル

Fig. II 1.7 a) に示すような転位面を考え、 ξ_3 方向の変位 u_3 が不連続となる場合を考える。

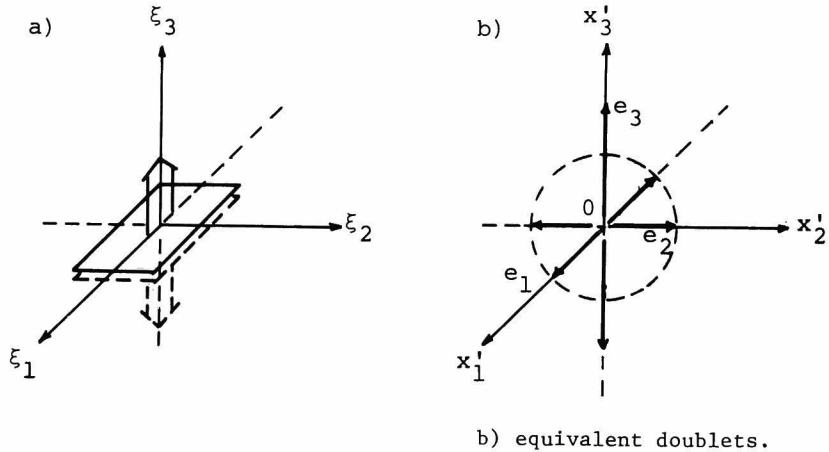


Fig.II.1.7 a) Displacement discontinuity for a tensile dislocation and

その場合は、

$$\nu = (0, 0, 1) \quad , \quad [\mathbf{u}] = (0, 0, \delta(\xi_1) \delta(\xi_2) H(\tau))$$

とすることにより、式(II-1-46)から力学モデルは次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} e_1(\mathbf{x}', \tau) &= -\lambda \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} \delta(x'_1) \right\} \delta(x'_2) \delta(x'_3) H(\tau) \\ e_2(\mathbf{x}', \tau) &= -\lambda \delta(x'_1) \left\{ \frac{\partial}{\partial x_2} \delta(x'_2) \right\} \delta(x'_3) H(\tau) \\ e_3(\mathbf{x}, \tau) &= -(\lambda + 2\mu) \delta(x'_1) \delta(x'_2) \left\{ \frac{\partial}{\partial x_3} \delta(x'_3) \right\} H(\tau) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II} - 1 - 48)$$

式(II-1-48)に基づいて、これらの力を描けばFig. II.1.7 b) のようになる。図より、引張転位は3方向に等しい静水圧的な力と、転位の開口する方向の力が加わった力学モデルに等価なことがわかる。

このような転位は、コンクリート材料において微小破壊の最も一般的な破壊機構として知られている引張クラックに対応すると考えられる。

1. 4 伝達経路と線形システム

1. 4. 1 時間領域での考察

第I部で述べたように、供試体内で生じたAEは、供試体内を伝播し供試体境界でAE変換子によって電気信号に変換され、フィルターを通した後、検出される。その伝達経路を模式的に示せば、Fig. II.1.8 a) のようになる。このとき、Fig. II.1.8 b) に示すように発生源での関数を $s(t)$ 、

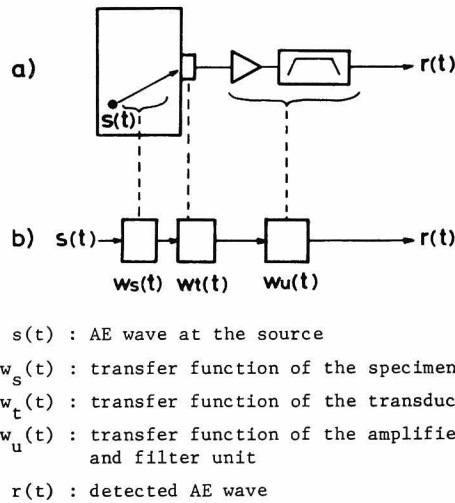


Fig.II.1.8 Transmission path of AE for a) the experimental arrangement and b) the corresponding linear system.

検出される出力を $r(t)$ とすれば、その伝達経路は、入力 $s(t)$ を出力 $r(t)$ に変換する機能を持つ 1 つのシステムあるいはフィルター系と考えることができる。

したがって、数学的には汎関数 F を用いて、

$$r(t) = F[s(t)] \quad (\text{II} - 1 - 49)$$

と表わすことができる。ここで、汎関数 F の応答が線形ならば、そのシステムの伝達関数を $w(t)$ と¹⁵¹⁾して、式 (II - 1 - 49) は合成積を用いて次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} r(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} w(t-\tau) s(\tau) d\tau \\ &\equiv w(t) * s(t) \end{aligned} \quad (\text{II} - 1 - 50)$$

したがって、Fig. II.1.8 b) に示すように、A E 波動の伝播経路における各構成要素の伝達関数を定義すれば、

$$r(t) = w_u(t) * w_t(t) * w_s(t) * s(t) \quad (\text{II} - 1 - 51)$$

と表わすことができる。

前節で誘導した式 (II - 1 - 41)、式 (II - 1 - 42) を参照すれば、図より式 (II - 1 - 51) の $w_s(t) * s(t)$ の部分がそれらの式に対応していることがわかるであろう。言い換えれば、式 (II - 1 - 41) と式 (II - 1 - 42) は、発生源での転位の関数 $s(t)$ と弾性波動の伝達関数 $w_s(t)$ の合成積と見なすことができる。

式 (II - 1 - 51) から、変換子および検出システムの伝達関数さえわかっているならば、全く解析的に A E 波動を求めることが可能であることがわかる。あるいは、個々の構成要素の伝達関数を考慮することによって、直接に $s(t)$ 、つまり発生機構を考察することが可能となる。これらに関しては、次章以後、特に第 4 章において詳しく検討を行う。

1. 4. 2 周波数領域での考察

線形システムにおいて、システムの応答が合成積で表わされるという性質は、合成積が周波領域では単なる積に対応することによって、周波数領域で大きな力を発揮する。これは、すでに、地震動による建築物の応答解析、あるいは地表で観測される地震波動を用いた地下構造の決定などに適用されている。¹⁵²⁾

式(Ⅱ-1-51)をフーリエ変換すれば、次のようになる。

$$R(f) = W_u(f) \cdot W_t(f) \cdot W_s(f) \cdot S(f) \quad (\text{Ⅱ-1-52})$$

上式では、 R 、 W 、 S などの大文字でフーリエ変換を表わしている。

$S(f)$ は、 $A E$ の発生源での周波数特性を表わすと考えられることから、 $A E$ 波動の周波数分析を行う場合には、このスペクトルを考察することが本質的であろう。

$W_s(f)$ は、発生源と検出点の幾何学的な位置に関係した供試体固有のものである。理論的には時間領域ではグリーン関数に対応すると述べたが、実際は3次元有限物体のグリーン関数であり、前節でふれたような無限とか半無限の等方等質弾性体でなければ完全な関数を求めることは不可能に近い。周波数のスペクトルとして考えれば、 $W_s(f)$ には供試体の共振特性、境界での多重反射、波動伝播における距離減衰、回折現象のような伝播経路中の擾乱などが複雑に影響するであろう。

$W_t(f)$ 、 $W_u(f)$ は、計測システムによるものであり、基本的には計測の対象となっている周波数領域の各成分に対し平坦な特性を示すものが望ましい。もしも、 $W_t(f)$ 、 $W_u(f)$ が偏向した特性を持っているならば、その補正が不可欠となるであろう。これに関しては、第3章で詳しく検討する。

以上述べてきたように、検出された $A E$ 波動から発生機構を解明するには、式(Ⅱ-1-51)に基づいて時間領域で $s(t)$ を考察するか、式(Ⅱ-1-52)に基づいて周波数領域で $S(f)$ を考察するかという2種類の方法があることが示された。

1.5 本章の結論

本章では、第Ⅱ部で展開する $A E$ 波動とその発生機構に関する研究の導入部として、弾性波動論と線形システム論に基づいた $A E$ 波動の理論的な表現について考察した。

前半部では、まず、3次元弾性波動問題の解の積分表示式について述べ、その表示の基礎となるグリーン関数、特に、以後の実際の $A E$ 波動の研究において重要な半無限のグリーン関数およびその空間微分を誘導した。

そして、積分表示式に転位モデルを導入することによって、弾性体内での微小クラックにより発生する弾性波動の表示式を導いた。

これらの諸式により、 $A E$ 波動の発生機構を数学的モデルにより記述することができ、 $A E$ 波動を数学的に求めることも可能と考えられた。それについては、第4章において詳しく論じる。

また、地震学において、転位モデルと等価な力学モデルとして知られている力学系に着目し、その誘導と結果について検討した。これより、金属を対象とした分野では、そのような力学系の組み合わせにより、グリーン関数 G_{kl} のみを用いて発生機構を検討しようとする考えもあるが、変位の^{48), 81)}

くい違いのモデルの方が、モデルとしてはるかに簡単であり物理的な直観とも一致することがよくわかった。

力学モデルの概念は、次章で考察する放射形式の基礎理論となったものでもあることに注意されたい。

発生源から検出点までの理論的な考察に引き続き、後半部では、A E波動の伝達経路の理論的な考察を行った。それは、線形システム論に基づいたものであり、本章では簡単にふれる程度にとどめ、発生機構を解明するには時間領域と周波数領域で波形解析することが可能なことを述べた。

本章で論じた種々の結果は、従来のA E研究においてほとんどふれられなかった分野である。これは、A Eの波動に関する研究が、現在でもまだ進んでいない所以でもある。A E波動には多くの情報が含まれていると考えられながら、その処理および分析に関する理論的な背景が確立されていなかったために、研究成果も少なかったのであろう。それゆえ、本章の成果は、今後の種々の波形解析に際して、多くの示唆を与えるものと考えられる。

第 2 章 A E 波動の放射形式に関する考察

2. 1 はじめに

前章では、A E 波動を転位モデルより発生する弾性波動と考えた場合の理論的な考察を行った。本章では、これをうけて転位モデル論から導びかれる波動の 1 特性に関して検討し、さらに、その適用性について考える。

地震学においては、古くから 1 つの地震に対して各地で記録された地震波の振幅が、震源に対して規則的な空間分布を生じることが知られていた。¹³⁰⁾特に、深発地震では、押し引き分布と呼ばれる縦波の初動分布が顕著に得られると言われている。このような地震波動における縦波あるいは横波の初動の方向と振幅値の空間的な分布は、放射形式 (radiation pattern) ¹⁵⁰⁾と呼ばれている。

前章で紹介した転位モデルに等価な力学モデルとは、実は、そのような放射形式を説明するために考案されたものであり、後に転位モデルとの等価性が示されるに至った。

現在では、放射形式は容易に転位モデルから導びかれることが知られており、観測記録による検証¹⁵³⁾とか異方性材料の場合などについての研究がなされている。¹⁵⁴⁾

そして、転位モデルと放射形式との対応関係に基づいて、放射形式から実際の地震の断層面の向きおよびその断層運動の方向までも決定しようとする試みが行われている。^{155), 156), 157)}

本研究で対象としている A E 波動においても、そのような議論が可能かどうかは非常に興味あるところである。前章において、A E の発生機構として転位モデルを導入したが、放射形式の考察は、その妥当性の検討にもなるであろう。さらに、実際の A E 波動に基づいて、破壊機構の分類、転位モデルの決定なども行うことが可能ならば、A E の波形解析において放射形式は非常に重要なパラメーターになると考えられる。

しかしながら、A E 波動でこれを検討した例はほとんど無い。¹⁵⁸⁾そこで、本章ではこれについて理論的および実験的な考察を行う。

以下では、まず、放射形式に関する紹介の意味も込めて、前章の転位モデル論から縦波および横波の初動の放射形式を誘導する。次に、実験的に検証する際に問題となる無限体と半無限体との場合の振幅値の比較を、前章のグリーン関数の検討も兼ねて数値実験により行う。そして、破壊機構の分類および転位モデルの決定を意図して、放射形式を破壊源探査法に応用する方法について検討する。

また、第 II 部では、前章でも述べたように A E の波動自身に着目して種々の考察を行っている。その際には、第 I 部では破壊源探査を除いて問題とならなかった波形の正確な記録、再生が必要である。そこで、本章で、実験的な考察の前に、本研究において確立した以後の各章に共通な A E の

検出，記録，収録，再生システムについて記述する。

2.2 A E 波動の発生機構と放射形式

2.2.1 転位モデルと放射形式

放射形式とは，前章で述べた Knopoff-de Hoop の表示式において，ある転位モデルを仮定した場合に転位面から十分に遠く離れた地点で得られる振幅の空間的な分布である。それゆえ，一般的には波動の伝播する系が無限弾性体であるとして考察している。これは，A E 波動では，伝播する系および発生する波動の波長が，転位面の規模に比して，十分大きい場合に対応する。

以下では，前章で誘導した式 (II-1-41)，(II-1-42) に基づいて，各々の転位モデルから得られる放射形式を求める。

(1) 集中力の場合の放射形式

式 (II-1-42) において，次のような集中力 $f_i(\tau)$ を考える。

$$f_i(\tau) = F \cdot n_i H(\tau) \quad (\text{II-2-1})$$

ここで， F は集中力の大きさ， n_i は集中力の作用する方向を表わす単位ベクトル， $H(\tau)$ は Heaviside のステップ関数である。

そして，グリーン関数は式 (II-1-11) で与えられる無限弾性体に対するものを用いる。ただし，遠方であることより r^{-1} より負ベキの大きな r の項は，速やかに小さくなることを考慮して， r^{-1} の項のみを対象とする。

そのとき，式 (II-1-42) は式 (II-2-1) より，次のようになる。

$$\begin{aligned} u_k(t) &= \int_0^t G_{ki}(t-\tau) f_i(\tau) d\tau \\ &= \frac{F}{4\pi\rho v_p^2} \cdot \frac{1}{r} \gamma_k \gamma_i n_i H(t - \frac{r}{v_p}) \\ &\quad + \frac{F}{4\pi\rho v_s^2} \cdot \frac{1}{r} (\delta_{ki} - \gamma_k \gamma_i) n_i H(t - \frac{r}{v_s}) \end{aligned} \quad (\text{II-2-2})$$

式 (II-2-2) の変位 u_k において，転位の発生源から検出点 への方向ベクトル γ と同方向の成分をとりだせば， $\gamma_k \gamma_k = 1$ であることより，

$$u_k \gamma_k = \frac{F}{4\pi\rho v_p^2} \cdot \frac{1}{r} (\gamma_i n_i) H(t - \frac{r}{v_p}) \quad (\text{II-2-3})$$

となる。このとき，式 (II-2-2) の右辺の第2項は0となるが，これは横波成分が伝播方向に

直角な振動方向を持つことと対応している。

式(Ⅱ-2-3)は、点 ξ で作用した力 F によって、点 x において縦波が到達した時に生じる点 ξ と点 x を結ぶ方向の変位成分を表わしている。

上式で、作用した力と伝播媒体の性質および距離に関する項を除けば、空間的位置に関係した振幅の項として $\gamma_i n_i$ が残る。これが縦波初動の放射形式を示すことになる。

今、Fig. Ⅱ.2.1 a) のように、集中力が座標の原点で、 x_3 方向に作用している場合を考える。

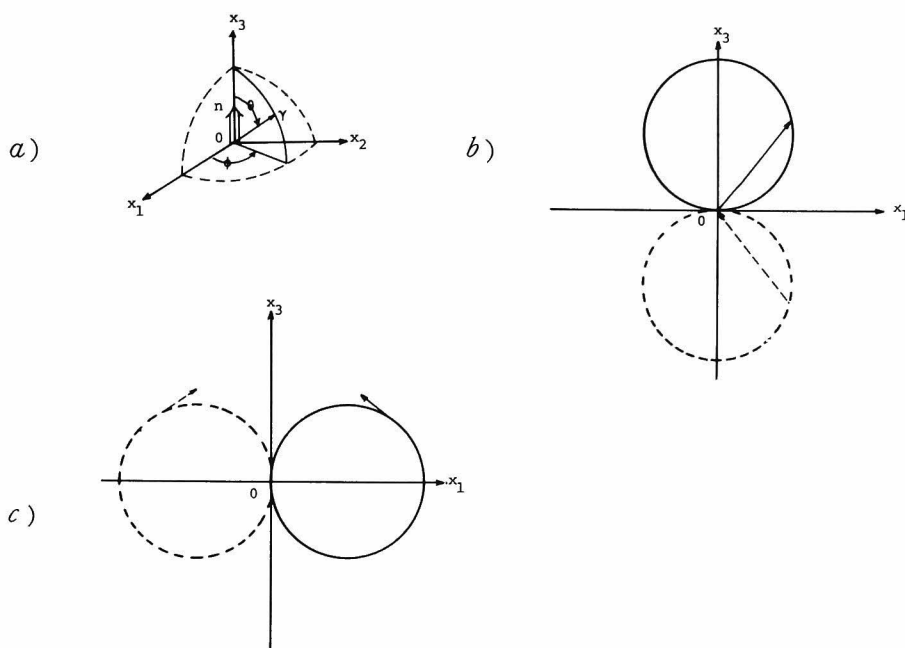


Fig.Ⅱ.2.1 Dislocation model and radiation pattern, a) a point force, b) radiation pattern for P-wave, and c) radiation pattern for S-wave.

球座標表示によって、 $\gamma = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ とすれば、 $n = (0, 0, 1)$ であることより、縦波初動の放射形式 $u^{(p)}$ は、

$$u^{(p)} = \gamma_i n_i = \cos \theta \quad (\text{Ⅱ-2-4})$$

となる。これを、 $x_1 - x_3$ 平面で描けば、Fig. Ⅱ.2.1 b) のようになる。図で、実線は正の変位、破線は負の変位を表わしている。

次に、式(Ⅱ-2-2)より横波初動の放射形式についても考察する。

縦波の場合とは異なって、 γ に垂直な方向ベクトル η の方向の変位成分を考える。この場合は、 $\gamma_k \eta_k = 0$ であることより、式(Ⅱ-2-2)の右辺第1項が0となり、

$$u_k \eta_k = \frac{F}{4\pi\rho v_s^2} \cdot \frac{1}{r} (\eta_k n_k) H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \quad (\text{Ⅱ-2-5})$$

が得られる。

上式においては、 $\eta_k n_k$ が横波初動の放射形式 $u^{(S)}$ を表わしている。

前と同様に、Fig. Ⅱ.2.1 a) の集中力の場合を、Fig. Ⅱ.2.1 b) のように x_1-x_3 平面で考察すれば、 η は γ に垂直になることから、 $\phi = 0$ として、

$$\eta = (-\cos \theta, 0, \sin \theta)$$

とおけばよい。このとき

$$u^{(S)} = \eta_k n_k = \sin \theta \quad (\text{Ⅱ-2-6})$$

となる。これを同様に描けば、Fig. Ⅱ.2.1 c) のようである。ただし、図で実線は、反時計方向の変位を表わしている。

このように、Fig. Ⅱ.2.1に示した変位の分布が、集中力の作用する場合の放射形式の例である。

(2) セン断転位の場合の放射形式

式(Ⅱ-1-41)に基づいて、セン断転位の生じた場合の放射形式を考察する。

まず、式(Ⅱ-1-11)のグリーン関数を、式(Ⅱ-1-6)に代入し、前と同様に r^{-1} の項のみを求めれば、 T_{ki} は以下ようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} [\lambda \delta_{il} \gamma_k + 2\mu \gamma_l \gamma_i \gamma_k] \nu_l \delta' \left(t - \tau - \frac{r}{v_p} \right) \\ & + \frac{1}{4\pi\rho v_s^3} \cdot \frac{1}{r} [\mu \delta_{ki} \gamma_l + \mu \delta_{lk} \gamma_i - 2\mu \gamma_l \gamma_i \gamma_k] \nu_l \delta' \left(t - \tau - \frac{r}{v_s} \right) \end{aligned} \quad (\text{Ⅱ-2-7})$$

式(Ⅱ-1-41)で、次のような転位 $[u_i(\tau)]$ を考える。

$$[u_i(\tau)] = U \cdot n_i \cdot H(\tau) \quad (\text{Ⅱ-2-8})$$

ただし、セン断転位を考えていることより、転位面の法線ベクトル ν と転位の方向ベクトル n は直

交しているとする。

したがって、 $\nu_i n_i = 0$ となることより、式(II-1-41)は、式(II-2-7)を用いて次のようになる。

$$\begin{aligned}
 u_k(t) &= \int_0^t T_{ki}(t-\tau) [u_i(\tau)] d\tau \\
 &= \frac{U}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} \cdot 2\mu\gamma_k(\gamma_i n_i)(\gamma_i \nu_i) \delta\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \\
 &\quad + \frac{U}{4\pi\rho v_s^3} \cdot \frac{1}{r} [\mu n_k(\gamma_i \nu_i) + \mu\nu_k(\gamma_i n_i) \\
 &\quad - 2\mu\gamma_k(\gamma_i n_i)(\gamma_i \nu_i)] \delta\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \quad (\text{II}-2-9)
 \end{aligned}$$

集中力の場合と同様に、縦波の寄与する成分を求めれば、

$$u_k \gamma_k = \frac{\mu \cdot U}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} \cdot 2(\gamma_i n_i)(\gamma_i \nu_i) \delta\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \quad (\text{II}-2-10)$$

と求められる。

上式では、 $2(\gamma_i n_i)(\gamma_i \nu_i)$ が、縦波の放射形式に対応している。また、 μU は、地震学では、地震モーメント^{130), 150)}と呼ばれている。

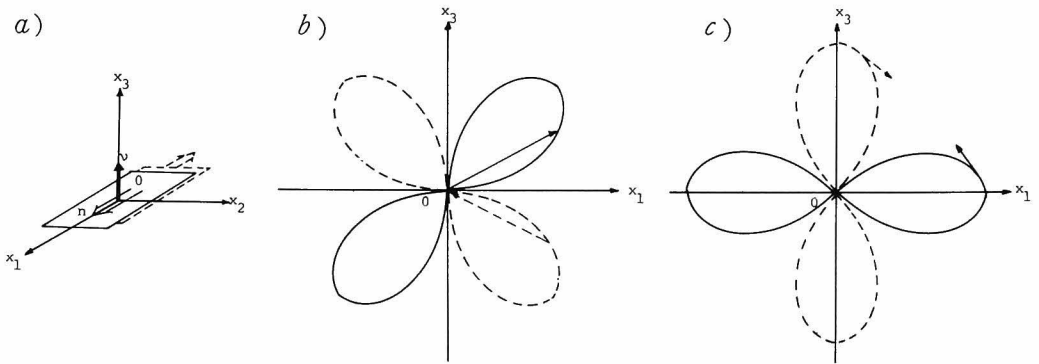


Fig.II.2.2 Dislocation model and radiation pattern, a) a shear dislocation, b) radiation pattern for P-wave, and c) radiation pattern for S-wave.

Fig. II.2.2 a) に示すようなセン断転位を考えれば,

$$\nu = (0, 0, 1)$$

$$n = (1, 0, 0)$$

であることより,

$$\begin{aligned} u^{(P)} &= 2(\gamma_i n_i)(\gamma_i \nu_i) = 2 \sin \theta \cos \theta \cos \phi \\ &= \sin 2 \theta \cos \phi \end{aligned} \quad (\text{II} - 2 - 11)$$

となる。

これより, $x_1 - x_3$ 平面での縦波初動の放射形式を描けば, Fig. II.2.2 b) のようになる。図から4つの象限で正負交互に変位が表われるのがわかる。これが, 地震学で著名な縦波初動の押し引き分布である。

次に, 横波の寄与する成分を求めれば, 式 (II - 2 - 9) の右辺第1項が0となり,

$$\begin{aligned} u_k \eta_k &= \frac{\mu U}{4 \pi \rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} [(\eta_k n_k)(\gamma_i \nu_i) \\ &\quad + (\eta_k \nu_k)(\gamma_i n_i)] \delta\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \end{aligned} \quad (\text{II} - 2 - 12)$$

が得られる。

この場合にも, 上述の ν , n , η を代入して, $u^{(S)}$ を求めれば,

$$u^{(S)} = -\cos 2 \theta$$

となり, Fig. II.2.2 c) のように描かれる。ここでの実線, 破線の規約は Fig. II.2.1 c) と同様である。

(3) 引張転位の場合の放射形式

式 (II - 1 - 41) から, 引張転位の生じた場合の放射形式を考察する。

この場合には, 式 (II - 2 - 7) と式 (II - 2 - 8) において, ν と n が一致する場合を考える。

そこで, $\nu_i n_i = 1$ となることから,

$$\begin{aligned}
u_k(t) &= \int_0^t T_{ki}(t-\tau) [u_i(\tau)] d\tau \\
&= \frac{U}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} [\lambda + 2\mu(\gamma_i \nu_i)^2] \gamma_k \delta\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \\
&\quad + \frac{U}{4\pi\rho v_s^3} \cdot \frac{1}{r} [2\mu\nu_k(\gamma_i \nu_i) - 2\mu\gamma_k(\gamma_i \nu_i)^2] \delta\left(t - \frac{r}{v_s}\right)
\end{aligned} \tag{II-2-13}$$

となる。

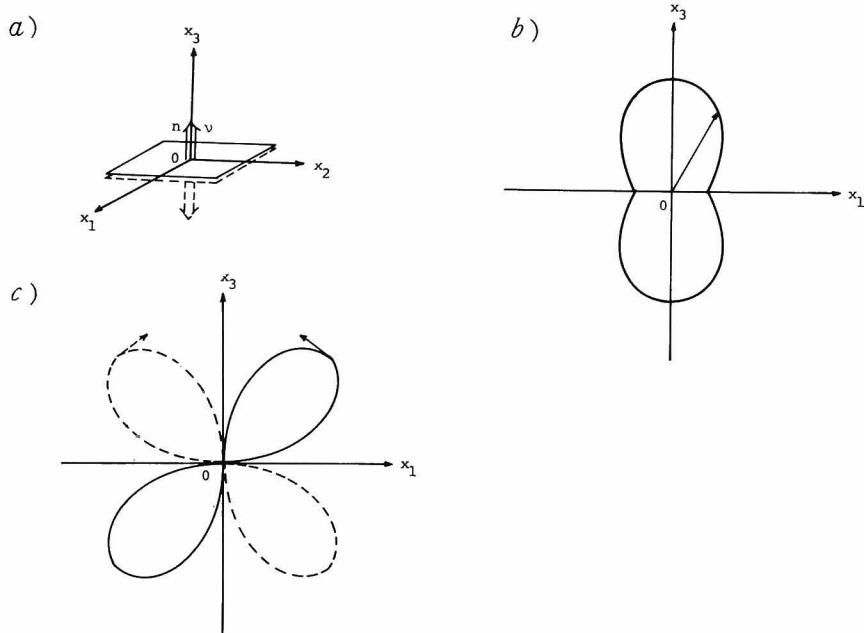


Fig.II.2.3 Dislocation model and radiation pattern, a) a tensile dislocation, b) radiation pattern for P-wave, and c) radiation pattern for S-wave.

上式から、同様に縦波の寄与する成分を求めれば、やはり右辺第2項は0となって、

$$u_k \gamma_k = \frac{\mu U}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} \left[\frac{2\nu}{1-2\nu} + 2(\gamma_i \nu_i)^2 \right] \delta\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \tag{II-2-14}$$

が得られる。

したがって、Fig. II.2.3 a) に示すような引張転位を考えれば、同様にして

$$u^{(p)} = \frac{2\nu}{1-2\nu} + 2\cos^2\theta \tag{II-2-15}$$

が得られる。

式(Ⅱ-2-15)より、ポアソン比 $\nu = 0.25$ の場合における $x_1 - x_3$ 平面での縦波初動の放射形式を求めれば、Fig. Ⅱ.2.3 b) のようになる。図から引張転位の場合には、これまでに述べたどの場合とも異なって全ての方向で、縦波初動の変位は正となることがわかる。

次に、横波についても求めれば、

$$u_k \eta_k = \frac{\mu U}{4\pi\rho v_s^3} \cdot \frac{1}{r} [2(\nu_k \eta_k)(\gamma_i \nu_i)] \delta\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \quad (\text{Ⅱ-2-16})$$

となる。この $x_1 - x_3$ 平面での分布は、

$$\begin{aligned} u^{(s)} &= 2\sin\theta\cos\theta \\ &= \sin 2\theta \end{aligned}$$

より、Fig. Ⅱ.2.3 c) のように表わされる。

以上の結果より、各転位モデル、言い換えれば異なる発生機構に対して、特徴的な放射形式が得られることがわかった。したがって、A E波動においても、破壊機構によって、縦波、横波それぞれの放射形式が得られると考えられる。特に、縦波初動のみでも、それらの分類が行えるということとは重要である。それは、第Ⅰ部第4章でも述べたように、一般的に言ってA E波動における縦波と横波の明確な分離は相当に困難であり、A E波形における確実な情報は縦波の初動のみと考えられるからである。

2.2.2. グリーン関数を用いた無限体と半無限体の初動比較

前項の放射形式の誘導では、いわゆる遠方項 (far field term)¹³⁶⁾ と呼ばれる r^{-1} の項のみを考慮した。しかしながら、実際に検出されるA E波動は、遠方項のみが卓越するとは考えられない近距離の場合もあり、無限体ではなく半無限弾性体での波動と考えるのが妥当である。

それゆえ、本項ではそれらの相違について、放射形式を求める際に最も重要な縦波、横波の振幅値を用いて比較検討を行う。

無限体と半無限体における検出波形の比較については、断層モデルから発生する地震動のシミュレーション¹⁵⁹⁾ に関する報告があり、また、半無限弾性体の自由表面で観測される放射形式¹⁶⁰⁾ に関する研究も見られる。しかし、本項での目的はそれらを詳しく検討することではなく、無限弾性体に対するグリーン関数の遠方項のみから求めた放射形式を、実際のA E波動へ適用することの妥当性

を検討することである。

このことから、以下では放射形式そのものではなく、グリーン関数から求められる波動の縦波、横波成分の振幅値を対象として考察を加える。

無限弾性体のグリーン関数は、すでに式(Ⅱ-1-11)で示したが、ここでは時間に対してステップ関数的に力が作用する場合の解を求める。

式(Ⅱ-1-11)のデルタ関数をステップ関数に置換し、 $t - t' = t$ とする。さらに、半無限弾性体のグリーン関数との比較を容易にするために $\pi^2 \mu r$ を両辺に乘じれば、式(Ⅱ-1-11)は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 UN_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}') &= \frac{\pi}{4} v_s^2 (3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij}) \int_{1/v_p}^{1/v_s} \lambda H(t - \lambda r) d\lambda \\
 &+ \frac{\pi}{4} \gamma_i \gamma_j \left\{ \left(\frac{v_s}{v_p} \right)^2 H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) - H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \right\} + \delta_{ij} H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \\
 &= \frac{\pi}{4} (3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij}) \left[\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{v_s t}{r} \right)^2 - \left(\frac{v_s}{v_p} \right)^2 \right\} H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{v_s t}{r} \right)^2 - 1 \right\} H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \right] \\
 &+ \frac{\pi}{4} \gamma_i \gamma_j \left\{ \left(\frac{v_s}{v_p} \right)^2 H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) - H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \right\} + \delta_{ij} H\left(t - \frac{r}{v_s}\right)
 \end{aligned} \tag{Ⅱ-2-17}$$

ここで求めた関数は、以後の比較のため、 UN_{ij} と記してある。

上式より、放射形式を求める際に対象とした遠方項のみを UF_{ij} とすれば、

$$UF_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}') = \frac{\pi}{4} \gamma_i \gamma_j \left\{ \left(\frac{v_s}{v_p} \right)^2 H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) - H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \right\} + \delta_{ij} H\left(t - \frac{r}{v_s}\right) \tag{Ⅱ-2-18}$$

となる。

これらの無限体の場合と対応する半無限体のグリーン関数は、時間に対してステップ関数的に力が作用することから、式(Ⅱ-1-32)の時間微分を取り除き $\pi^2 \mu r$ を両辺に乘じることにより求められる。ここでは、それを $G_{ij}(\mathbf{x}, t, \mathbf{x}')$ と記することにする。

G_{ij} の各項は、式(Ⅱ-1-32)に示したとおりに求めることができる。ただし、それには \mathbf{p} 軸に関する積分が必要である。積分の実行は、解析的には困難なため、Gauss の 3 2 分点法による数値積分を行うことにした。

ここで、式(Ⅱ-1-32)の積分は、被積分関数が、積分区間の端で特異となることを注意しておく。例えば、第1項の積分では $p = \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}}$ で被積分関数の分母は0となる。これは、積分可能な特異性であり、以下のような積分変数の変換を行うことにより、特異性を避けることができる。

$$p = \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}} - v^2$$

あるいは、

$$p = \sqrt{\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}} \sin v$$

以上の結果に基づいて、実際に幾つかの場合のグリーン関数を求め、上述の UN_{ij} , UF_{ij} , G_{ij} の比較を行うことにした。選ばれた問題は、Fig. II.2.4 に示す3点A, B, Cでの変位を求める

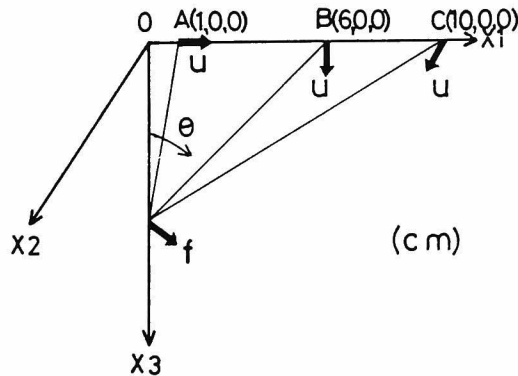


Fig.II.2.4 Geometry of the problem. The displacement u at the position A, B, and C resulting from the force f is to be determined. The plane $x_3 = 0$ is a free surface.

ことである。この場合、後の実験に近い状況とすることを意図して、座標の単位は **cm** である。材料は、モルタルを想定して、 $v_p = 4000 \text{ m/sec}$, $\nu = 0.2$ とした。そして、点 $(0, 0, 6)$ で、各座標方向に力が時間に関してステップ関数的に作用した場合の各点での変位を求めた。各点の座標は $A(1, 0, 0)$, $B(6, 0, 0)$, $C(10, 0, 0)$, であり、それぞれ臨界角 $\theta_c(\sin^{-1} \frac{v_s}{v_p})$ を基準として、 $\theta < \theta_c$, $\theta = \theta_c$, $\theta > \theta_c$ となるように選んだ。対象としたグリーン関数の要素 i, j の組み合わせは、例えば、 G_{ij} で表示すれば、Fig. II.2.5 に示すような4種類である。

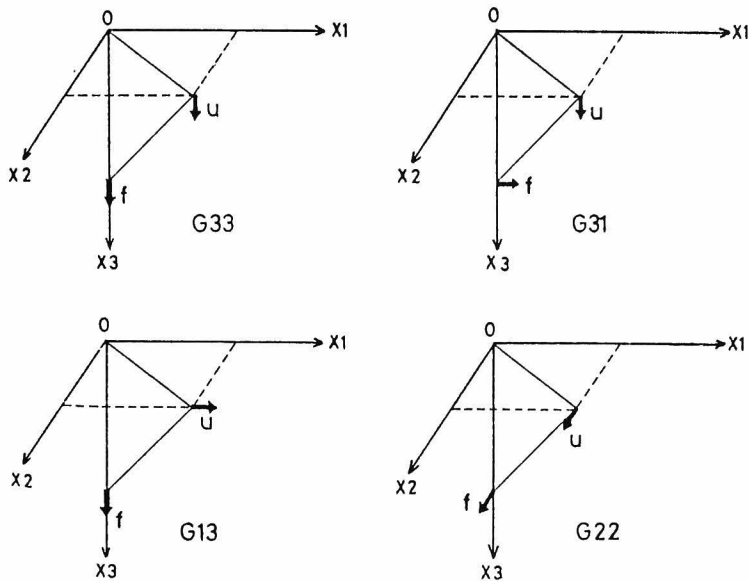


Fig.II.2.5 Combinations of the displacement and the force, which are calculated.

これは、 G_{31} と G_{32} , G_{13} と G_{23} , G_{22} と G_{11} の座標に関する対称性からその一方を選んだものである。さらに、ここで設定した位置関係においては、 G_{12} と G_{21} は A, B, C の各点とも変位を生じない。

A, B, C 各点での数値解析の結果を $G_{33}, G_{31}, G_{13}, G_{22}$ の順に、Fig. II.2.6 – Fig. II.2.17 に示した。

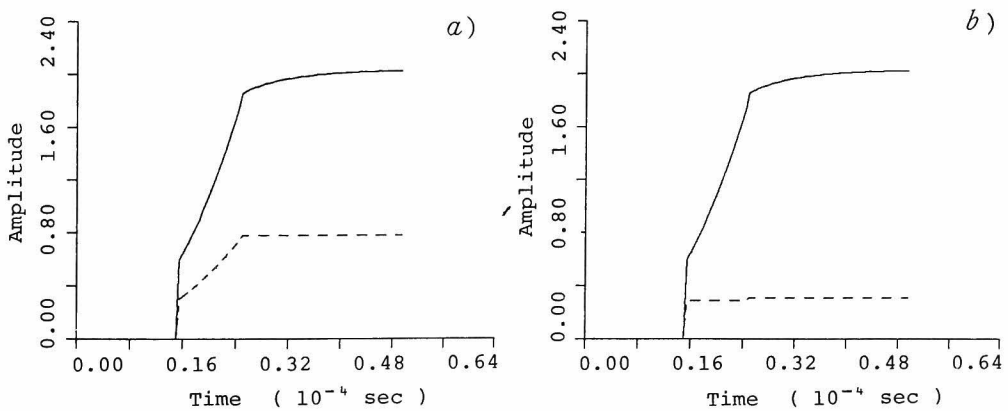


Fig.II.2.6 Components of Green's functions at A(1.0,0.,0.).

Solid curves are G_{33} , and broken curves are a) UN_{33} and
b) UF_{33} .

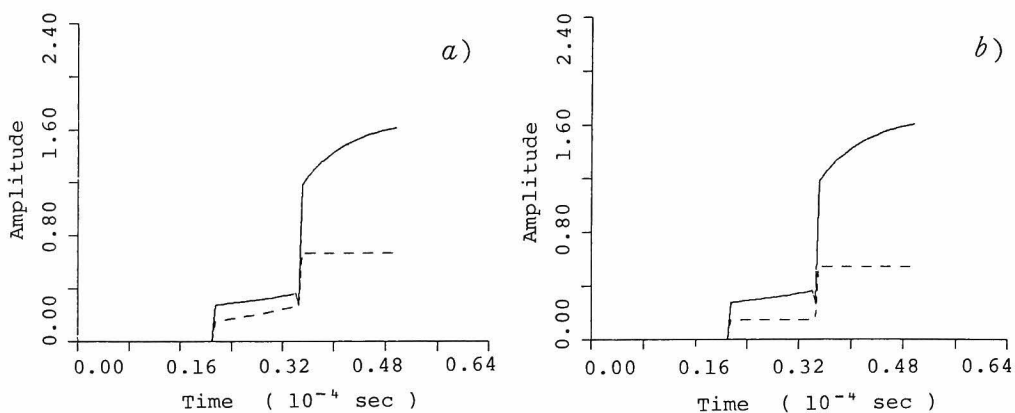


Fig.II.2.7 Components of Green's functions at B(6.0,0.,0.).

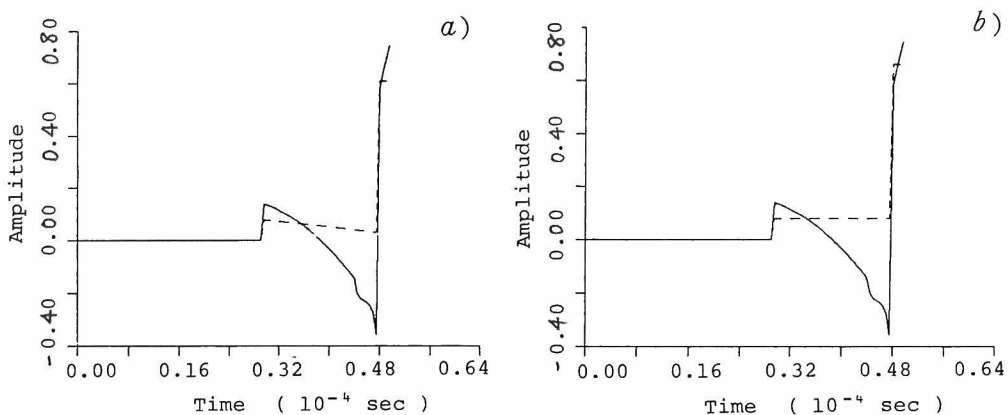


Fig.II.2.8 Components of Green's functions at C(10.0,0.,0.).

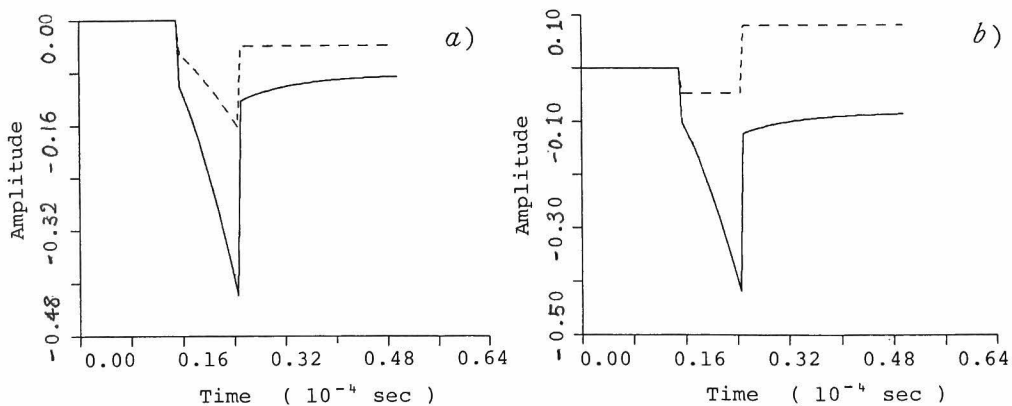


Fig.II.2.9 Components of Green's functions at A(1.0,0.,0.).

Solid curves are G_{31} , and broken curves are a) UN_{31} and
b) UF_{31} .

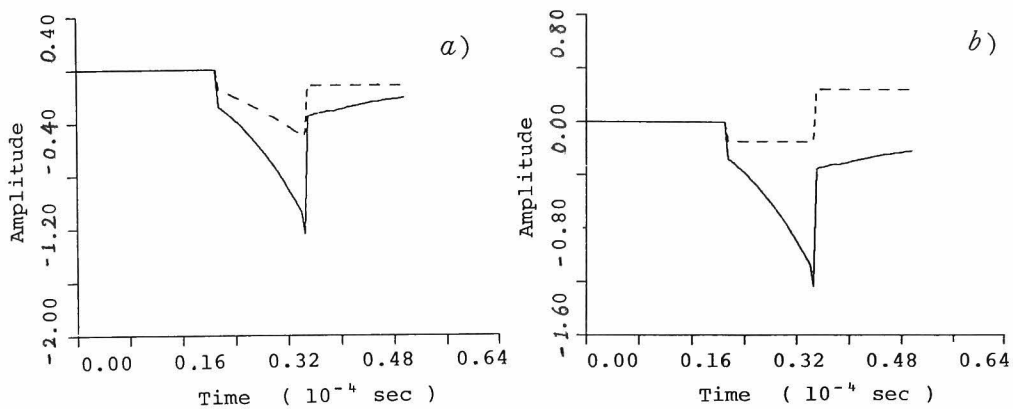


Fig.II.2.10 Components of Green's functions at B(6.0,0.,0.).

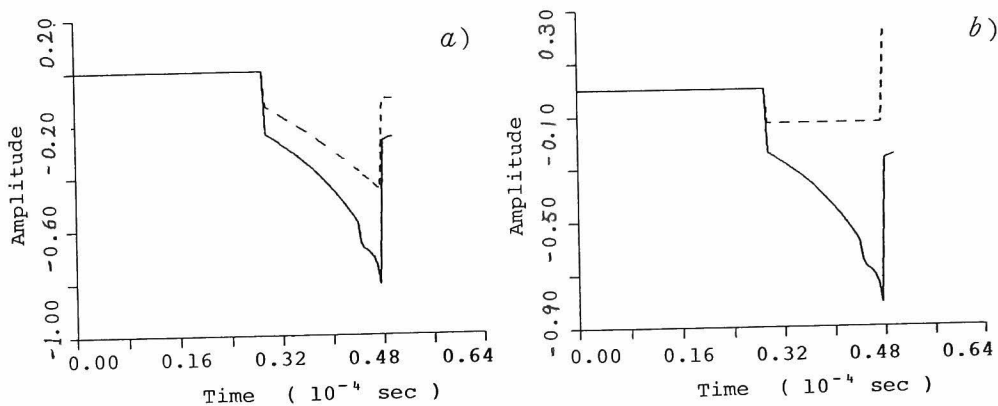


Fig.II.2.11 Components of Green's functions at C(10.0,0.,0.).

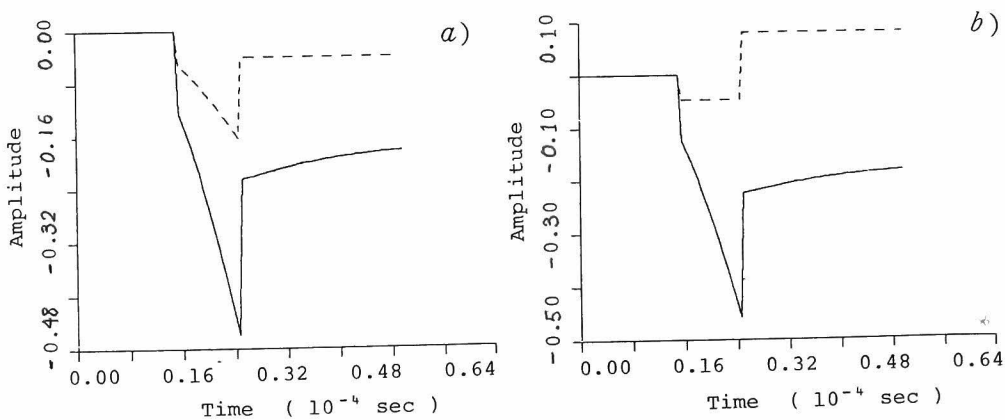


Fig.II.2.12 Components of Green's functions at A(1.0,0.,0.).

Solid curves are G_{13} , and broken curves are a) UN_{13} and
b) UF_{13} .

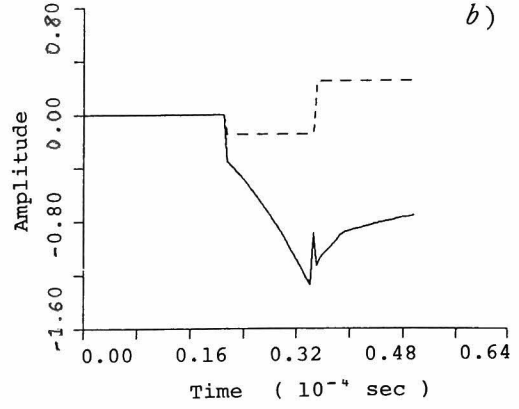
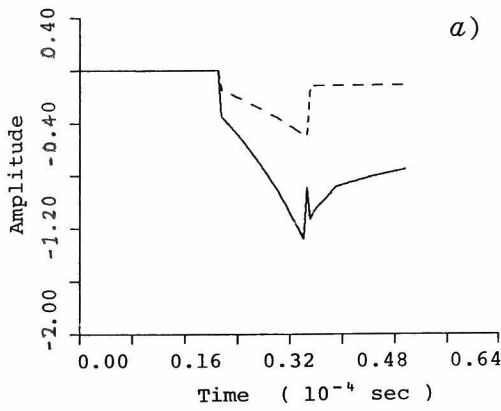


Fig.II.2.13 Components of Green's functions at B(6.0,0.,0.).

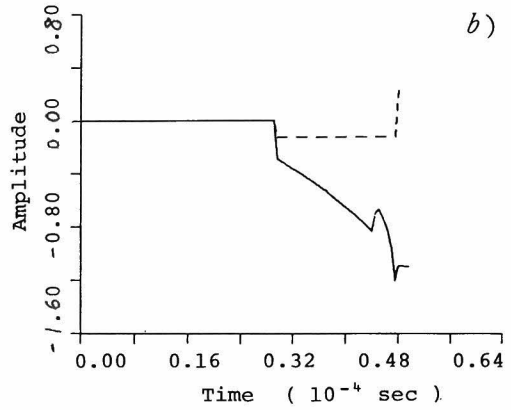
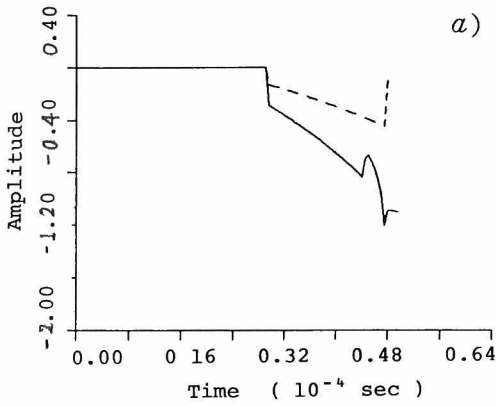


Fig.II.2.14 Components of Green's functions at C(10.0,0.,0.).

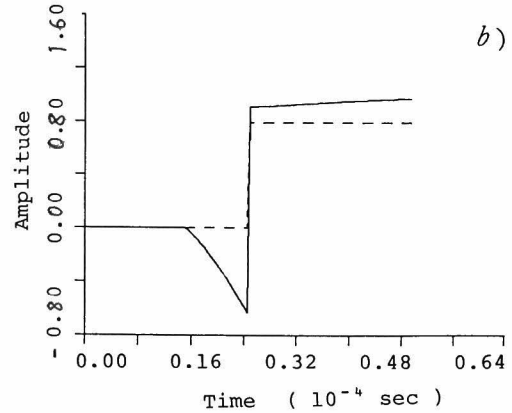
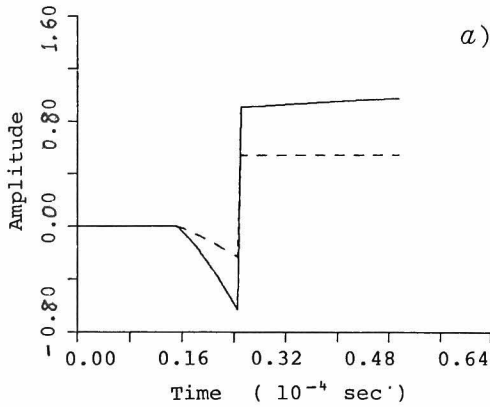


Fig.II.2.15 Components of Green's functions at A(1.0,0.,0.).

Solid curves are G_{22} , and broken curves are a) UN_{22} and
b) UF_{22} .

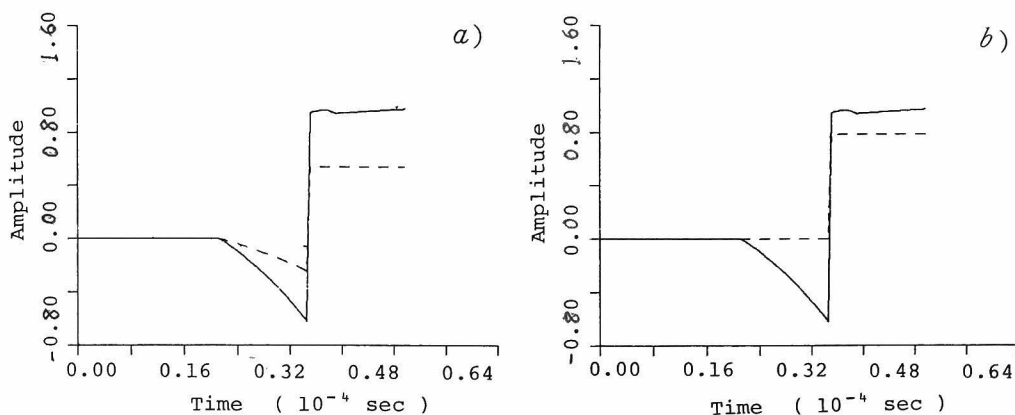


Fig.II.2.16 Components of Green's functions at B(6.0,0.,0.).

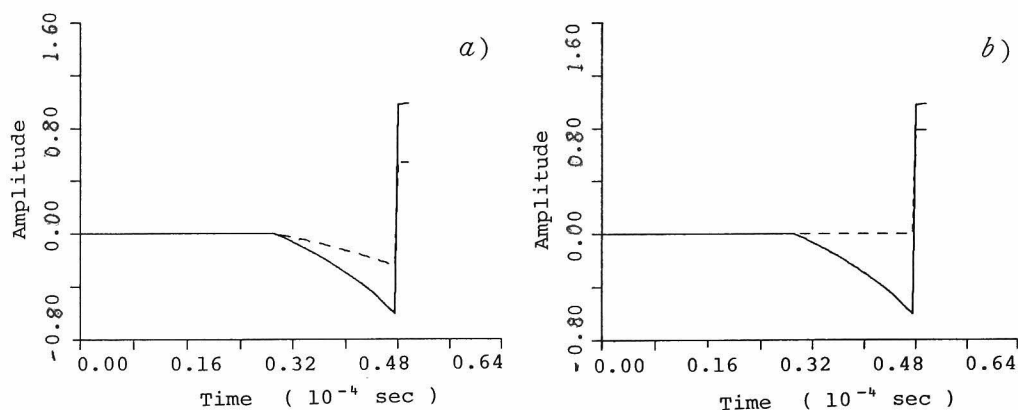


Fig.II.2.17 Components of Green's functions at C(10.0,0.,0.).

それぞれのグラフで、横軸は時間、縦軸は各点におけるその方向の変位を表わしている。そして、*a)* の図では、実線が半無限体における解 G_{ij} 、破線が無限体における解 UN_{ij} を、*b)* の図では、実線は同じく G_{ij} 、破線は遠方項のみの UF_{ij} を表わしている。式(II-2-18)より明らかに、 UF_{ij} にはステップ関数のみしか存在していない。その様子は、*b)* の図を見れば明らかであろう。

Fig. II.2.6～Fig. II.2.8を見れば、縦波初動の振幅の大きさ自身には、 UN_{33} と UF_{33} ではほとんど差の無いことがわかる。 G_{33} について見れば、Fig. II.2.6では縦波、横波と到達しているが、Fig. II.2.7およびFig. II.2.8では臨界角を越えるため、その間にSP波の到達が見られる。そして、Fig. II.2.6～Fig. II.2.7では、 UN_{33} 、 UF_{33} に対して G_{33} の値は約2倍になっているのが観察される。しかし、Fig. II.2.8のように臨界角を大きく越えた場合には、縦波はともかく、横波の振幅は約2倍と考えることはできない。

Fig. II.2.9～Fig. II.2.11に示した G_{31} の場合にも，SP波がFig. II.2.10～Fig. II.2.11で見られる。ただし，その全体的な波形は， G_{31} と UN_{31} で極端に異なっていることはない。 UF_{31} では，縦波，横波に対応してステップ関数が見られるだけなので，かなり波形は G_{31} と異なるが，縦波の初動の振幅値のみに限れば， G_{31} がやはり約2倍となっている。

Fig. II.2.12～Fig. II.2.14の G_{13} の場合は， UN_{13} ， UF_{13} に対して縦波初動の振幅が約2倍となっている点を除けば，臨界角を越えるにしたがって， G_{13} ， UN_{13} ， UF_{13} は相当に異なる波形となっている。

Fig. II.2.15～Fig. II.2.17に示した G_{22} とは，いわゆる2次元波動問題のSH波に相当する成分を対象としている。それゆえ，いずれの図においても，縦波初動は見られない。そして，SH波は境界での反射後もSH波しか生じないため， G_{22} と UN_{22} は，振幅が2倍になっているのを除け

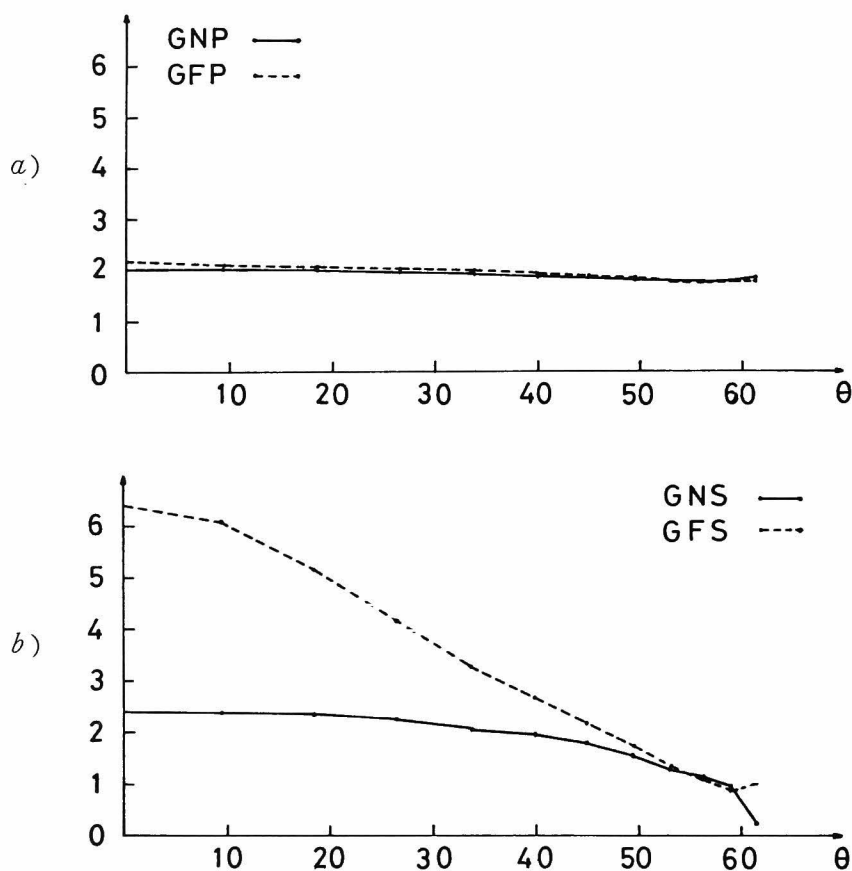


Fig.II.2.18 Amplitude ratio G_{33}/UN_{33} and G_{33}/UF_{33} for a) P-wave and b) S-wave.

ば、非常によく一致している。

これらの図より、縦波到達後のG、UN、UFの各波形は、臨界角を越えるにつれて、SP波の発生などにより非常に異なったものとなることがわかる。ただし、縦波初動の振幅値は、UNとUFではほぼ一致し、これらに対するGの比は約2であることが認められる。

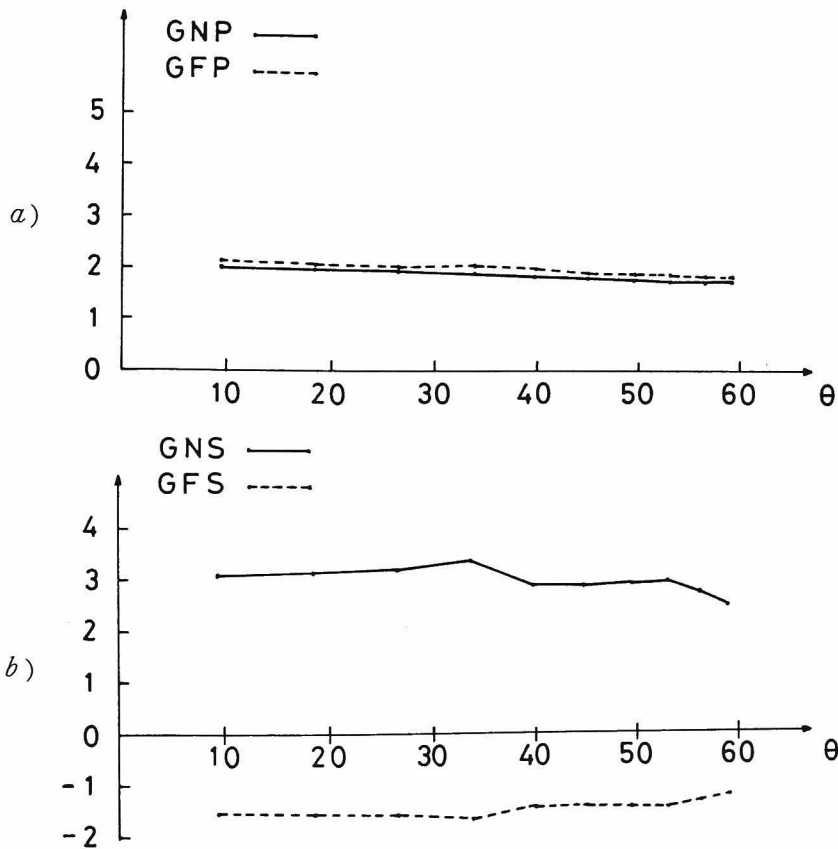


Fig.II.2.19 Amplitude ratio G_{31}/UN_{31} and G_{31}/UF_{31} for a) P-wave and b) S-wave.

そこで、Fig. II.2.4の x_1 軸上に、A、B、C以外の点もとって解析し、GとUN、GとUFの縦波および横波の振幅比を、図中の θ の関数として求めた。その結果をFig. II.2.18～Fig. II.2.20に示す。 G_{22} の場合は、上述のように縦波が発生しないため除外している。これらの図では、Fig. II.2.4で点Aから点Cまで、つまり、 x_1 座標の値を1cmから10cmまで1cm毎に変化させた場合の角度 θ を横軸に、縦軸には次のような振幅比をとった。

$GNP = G_{ij}$ の縦波初動の振幅値 / UN_{ij} の縦波初動の振幅値

$GFP = G_{ij}$ の縦波初動の振幅値 / UF_{ij} の縦波初動の振幅値

$GNS = G_{ij}$ の横波初動の振幅値 / UN_{ij} の横波初動の振幅値

$GFS = G_{ij}$ の横波初動の振幅値 / UF_{ij} の横波初動の振幅値

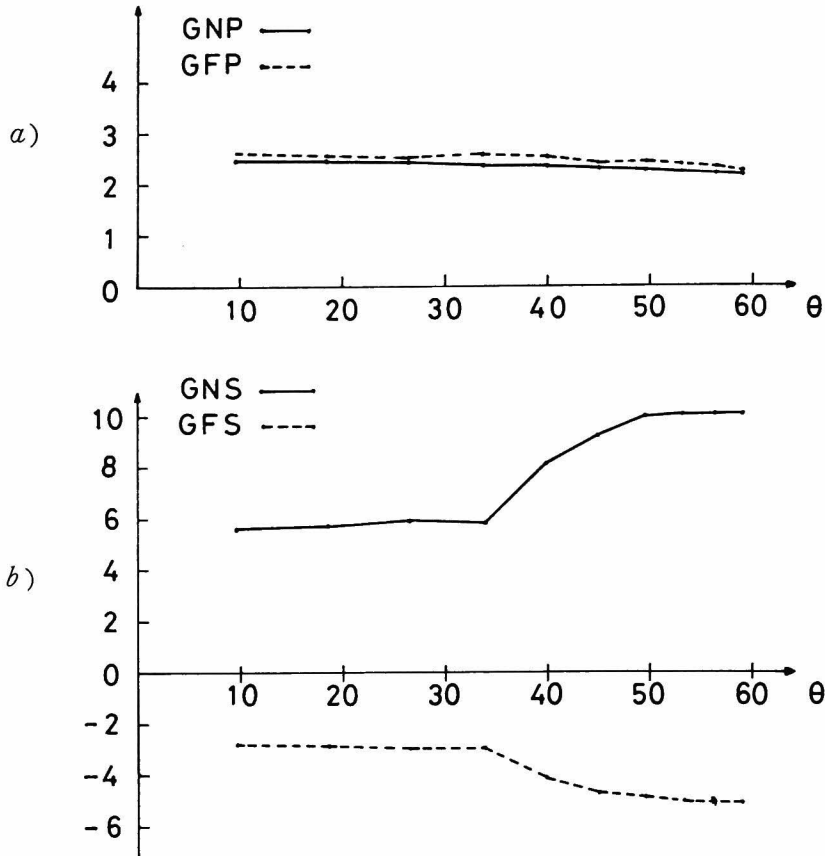


Fig.11.2.20 Amplitude ratio G_{13}/UN_{13} and G_{13}/UF_{13} for a) P-wave and b) S-wave.

図より明らかなように、いずれの図においても、角度 θ の変化につれて横波の振幅比は非常に大きく変動するが、縦波初動の振幅比は、角度 θ の変化とは無関係にほぼ2であることがわかる。

この結果、縦波初動のみに限って検討するならば、無限体における遠方項のみで近似してもその振幅値に問題はなく、半無限体ならばその2倍と考えれば良いことがわかる。そして、半無限体の自由表面上における検出位置の影響も、そう大きくはないようである。

したがって、無限体における遠方項のみを考慮して誘導した縦波初動の放射形式が、AE波動においても得られるであろうことが確認できた。

2.2.3 破壊源探査法と放射形式

これまでの考察により、転位モデルから放射形式を理論的に誘導することができ、さらに、そのような初動の空間的な分布が実際の A E 波動でも見られるであろうことが示唆された。これより、A E 現象が発生した際に、多点でその波動を検出すれば、振幅の空間分布は放射形式に従うと考えられる。

そのような情報は、破壊源探査での波形記録そのものから得ることが可能である。そこで、本項では破壊源探査法に、この放射形式を適用する方法について考察を行う。

2.2.1 項では、代表的な 3 種類の転位モデルに対する放射形式を誘導したが、それは A E の発生機構あるいは微小破壊の機構としても代表的なものであることが、前章での考察よりわかっている。

Fig. II.2.1, Fig. II.2.2, Fig. II.2.3 を参照すれば、縦波初動の向きのみによっても、破壊機構を分類することが可能なことがわかる。これは、引張クラックの場合のみ、全ての方向で変位が正となることに着目し、それとその他の機構に分類するものである。

本研究の第 I 部で開発した破壊源探査法は、5 チャンネルの計測システムであった。したがって、実験の際の変換子の位置と転位の方角によっては、例えば、セン断クラックの場合の 4 象限モデルが完全には得られないこともあろう。そのような場合にも、上述の分類法は簡単に適用することができる。この適用例については、次節の 2.3.3 項において詳述する。

次に、破壊機構の分類のみならず、放射形式に基づいて転位モデルを決定する方法について考察する。以下に述べる方法は、地震学における fault plane solution^{156), 157)} と本質的には異なるものではない。しかし、それらは、断層運動のセン断転位のみを対象としているため、ここで各転位モデルに対して新たに誘導する。

(1) 集中力の場合

式 (II-2-2) より、縦波の変位成分 $u_{k(p)}$ を取り出せば、

$$u_{k(p)} = \frac{F}{4\pi\rho v_p^2} \cdot \frac{1}{r} \gamma_k \gamma_i n_i$$

である。

計測システムから検出される波動の成分に関しては、第 4 章で詳しく論じるが、ここでは、A E 変換子は設置された面に対する法線方向の成分を検出すると仮定する。この仮定は、後に妥当なことが示される。

i 番目の変換子 T_i の設置された面の法線方向を $\mu^{(i)}$ 、破壊源から変換子までの距離を $r^{(i)}$ 、その方向ベクトルを $\gamma^{(i)}$ 、検出点での縦波成分を $u_{(p)}^{(i)}$ とすれば、変換子の出力として検出され

る振幅値は、次のようになる。

$$u_{k(p)}^{(i)} \mu_k^{(i)} = \frac{F}{4\pi\rho v_p^2} \cdot \frac{1}{r^{(i)}} \left\{ \gamma_k^{(i)} \mu_k^{(i)} \right\} \cdot \left\{ \gamma_i^{(i)} n_i \right\} \\ (i = 1, 2, \dots, N) \quad (\text{II} - 2 - 19)$$

式(II-2-19)の右辺は、3つの項の積で表わされている。第1項は集中力の大きさと媒体の物性に関するものであり、これをAと置くことにする。第2項は検出点と破壊源の幾何学的な関係によるものであり、破壊源探査の結果から求めることができる。そして、第3項が、集中力の作用する方向 \mathbf{n} と関係している。そこで、以下のように検出点における振幅の補正值 $R^{(i)}$ を定義する。

$$R^{(i)} \equiv \frac{u_{k(p)}^{(i)} \mu_k^{(i)}}{\frac{1}{r^{(i)}} \left\{ \gamma_k^{(i)} \mu_k^{(i)} \right\}} = A \gamma_i^{(i)} n_i \\ = \gamma_1^{(i)} (A n_1) + \gamma_2^{(i)} (A n_2) + \gamma_3^{(i)} (A n_3) \\ (i = 1, 2, \dots, N) \quad (\text{II} - 2 - 20)$$

上式は、 $A n_1$ 、 $A n_2$ 、 $A n_3$ を未知量とする検出点の箇数N個の連立方程式と見なすことができる。したがって、3チャンネル以上の計測システムのデータによれば、 $A n_1$ 、 $A n_2$ 、 $A n_3$ は決定することができる。その場合、集中力の作用方向 $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ は、単位ベクトルとして決定される。

以上のような方法によれば、集中力の場合に、破壊源探査の結果から各検出点での縦波初動の振幅値をデータとして用いることによって、集中力の作用した方向が求められる。

(2)セン断転位の場合

式(II-2-9)より、集中力の場合と同様にして、 i 番目の変換子 T_i の縦波初動の振幅値を求めれば、

$$u_{k(p)}^{(i)} \mu_k^{(i)} = \frac{2\mu U}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r^{(i)}} \left\{ \gamma_k^{(i)} \mu_k^{(i)} \right\} \cdot (\gamma_i^{(i)} n_i) (\gamma_m^{(i)} \nu_m) \\ (i = 1, 2, \dots, N) \quad (\text{II} - 2 - 21)$$

となる。

前と同様に、第1項をAと置き、 i 番目の検出点での補正振幅 $R^{(i)}$ を求めれば、次のようになる。

$$\begin{aligned}
R^{(i)} &= \frac{u_{k(p)}^{(i)} \mu_k^{(i)}}{\frac{1}{r^{(i)}} \{\gamma_k^{(i)} \mu_k^{(i)}\}} = A(\gamma_i^{(i)} n_i) (\gamma_m^{(i)} \nu_m) \\
&= A(\gamma_1^{(i)} n_1 + \gamma_2^{(i)} n_2 + \gamma_3^{(i)} n_3) (\gamma_1^{(i)} \nu_1 + \gamma_2^{(i)} \nu_2 + \gamma_3^{(i)} \nu_3) \\
&\quad (i = 1, 2, \dots, N) \tag{II-2-22}
\end{aligned}$$

上式は、 $A, n_1, n_2, n_3, \nu_1, \nu_2, \nu_3$ の 7 個の未知量に関する連立方程式である。しかし、 r, n, ν がそれぞれ単位ベクトルであることを考慮して、 n, ν を球座標表示すれば、それぞれの角 $(\theta_n, \phi_n), (\theta_\nu, \phi_\nu)$ と振幅 A の 5 つの未知量に関する連立方程式となる。これより、5 チャンネルでの計測データがあれば、転位面の方向 ν とそこでの変位の不連続の方向 n を 3 次元的に決定することができる。

(3) 引張転位の場合

式 (II-2-13) より、同様に i 番目の変換子の縦波初動による出力の振幅値を求めれば、

$$\begin{aligned}
u_{k(p)}^{(i)} \mu_k^{(i)} &= \frac{2\mu U}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r^{(i)}} \{\gamma_k^{(i)} \mu_k^{(i)}\} \cdot \left[\frac{\nu}{1-2\nu} + (\gamma_i^{(i)} n_i)^2 \right] \\
&\quad (i = 1, 2, \dots, N) \tag{II-2-23}
\end{aligned}$$

となる。

右辺第 1 項を A とおき、補正振幅値 $R^{(i)}$ を求めれば、次のとおりである。

$$\begin{aligned}
R^{(i)} &= \frac{u_{k(p)}^{(i)} \mu_k^{(i)}}{\frac{1}{r^{(i)}} \{\gamma_k^{(i)} \mu_k^{(i)}\}} = A \left[\frac{\nu}{1-2\nu} + (\gamma_i^{(i)} n_i)^2 \right] \\
&= A \left[\frac{\nu}{1-2\nu} + (\gamma_1^{(i)} n_1 + \gamma_2^{(i)} n_2 + \gamma_3^{(i)} n_3)^2 \right] \\
&\quad (i = 1, 2, \dots, N) \tag{II-2-24}
\end{aligned}$$

上式は、 A, n_1, n_2, n_3 の 4 つの未知量に関する連立方程式である。したがって、同様に破壊源探査における振幅データより決定することができる。

以上の結果、破壊源探査の際に、縦波初動の振幅値のデータも収録することができれば、式 (II-2-20)、式 (II-2-22)、式 (II-2-24) によって、それぞれの場合における転位モデルの運動学的要因が決定できることが示された。

2.3 AEの検出波動と放射形式

2.3.1 AE計測システムとデータ処理

前章で述べたように、本論文の第Ⅱ部ではAE波動に関する考察を行う。そのため、様々な処理および分析をAEの波形データについて行うことになり、AE波形の正確な記憶、再生、処理システムが必要となる。

ところで、AEのように過渡的で、低周波数域から高周波数域にわたる広い周波数帯を持つ現象を記録するには、データの収録に関して特別な配慮が必要である。特に、最近では計算機の発達によって、デジタルデータとしての収録は不可欠¹⁶¹⁾となっている。

ここで、第Ⅰ部において使用した計測システムを再考すれば、検出系として本質的な装置は、AE変換子・前置増幅器（プリアンプ）、弁別器（ディスクリミネーター）であった。そして、第Ⅰ部第2章では計数器（カウンタ）、第3章では波高分析器（パルスハイトアナライザ、ユナイテッド・エレクトロニクス社製）、第4章ではウェーブメモリを使用した。

そこで、本章以後の解析のために、これらの計測系を拡充して、必要な装置を考案した。それは、ウェーブメモリの補充とデジタルカセット収録装置の導入により行われた。その1チャンネル分の計測システムのブロックダイアグラムをFig. II.2.21に、また、その主要部の写真をPhoto II.

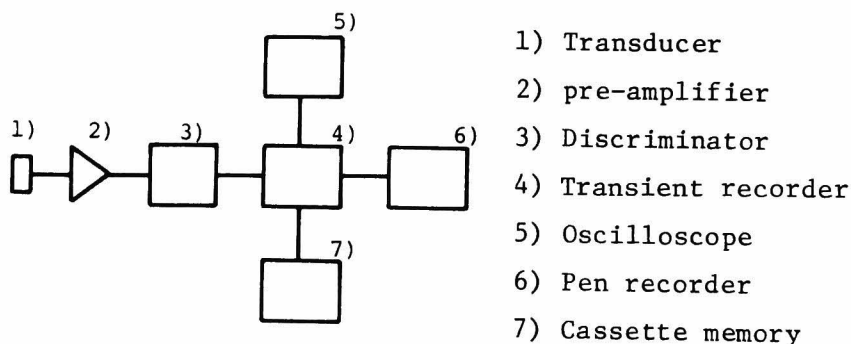


Fig.II.2.21 Block diagram of AE monitoring and recording system.

2.1 に示す。写真では、最上段が弁別器（AE-921S，NF社製）であり、ここには4チャンネル分が見られる。その下段に並んだ2台の装置が、ウェーブメモリ（Fig. II.2.21の transient recorder）である。上段のウェーブメモリ（WM-840，NF社製）は、最高サンプリング時間間隔が1 μ sec の4チャンネルのものであり、下段は、最高サンプリング時間間隔が50 nsec の2チャンネルのもの（WM-852，NF社製）である。この2台のウェーブメモリは、同期可能であるが、その際にはWM-840がコントロール部となる。それらの下段には、計数器（AE-

932, NF社製), デジタルカセットコントローラ (CM-2, NF社製), プリンター (アース電子社製) と並んでいる。また, 写真では示さなかったが, 検出の際には, AE変換子の近傍に前置増幅器 (AE-912, NF社製) が設置される。

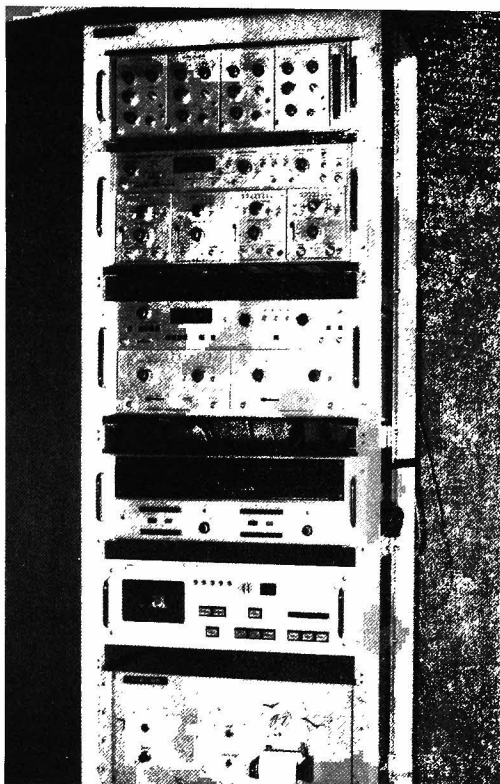


Photo II.2.1 Equipment of AE monitoring and recording system.

検出されたAE波動は, サンプリング時間間隔 Δt のデジタル量として, ウェーブメモリに記憶され, デジタルカセットテープに収録される。そのサンプリング時間間隔は, 上述のように最高で 50 nsec まで可能であり, 破壊源探査などにおいて多チャンネルのシステムとして使用する場合には 1 μ sec までとなる。そして, いずれの場合にも 1 波形の標点 (サンプル) 数は 1024 個である。

カセットに集録された波形は, TSS 端末から大型計算機に転送し, そこで種々の処理を行った。例えば, 本章の実験では, 破壊源探査および縦波初動の振幅値の判読などを行っている。また, 第II部では, 実験および解析結果の様々な図も計算機により作図していることに注意されたい。

2.3.2 縦波初動の放射形式の実験的検証

本項では、2.2.1項で誘導した3種類の代表的な転位モデルにおける放射形式を実験的に検証する。これらの実験は、また、A E波動を転位モデルから発生する弾性波動と考えることの妥当性の検討も、部分的には兼ねている。

(1)集中力の場合

実験には、半円柱供試体（第I部で使用した $\phi 15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ の割裂用供試体を、円柱軸方向に半分に切断したもの）を使用した。それは、セメント：標準砂：水＝1.0：2.0：0.6のモルタルと、Table II. 2. 1に示すような配合のコンクリートから成っている。いずれの供試体も、全て

Table II.2.1 Mix proportion of concrete.

Maximum gravel size (mm)	C (kg/m ³)	W (kg/m ³)	W/C (%)	S/a (%)	S (kg/m ³)	G (kg/m ³)
10	313	199	63.5	34.2	626	1252

打設1日後に脱型し、28日間水中養生した。

実験では、Fig. II. 2. 22に示すように供試体の切断面の中心Oに、A E変換子905 S（商品名、NF社製、共振周波数1MHz）を設置し、これに電圧発振器（ファンクションジェネレーター）から方形波電圧パルスを入力することによって、集中力を生じさせた。そして、図のように角度 θ をとり、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ の位置に同じ変換子905 Sを装着し、そこで

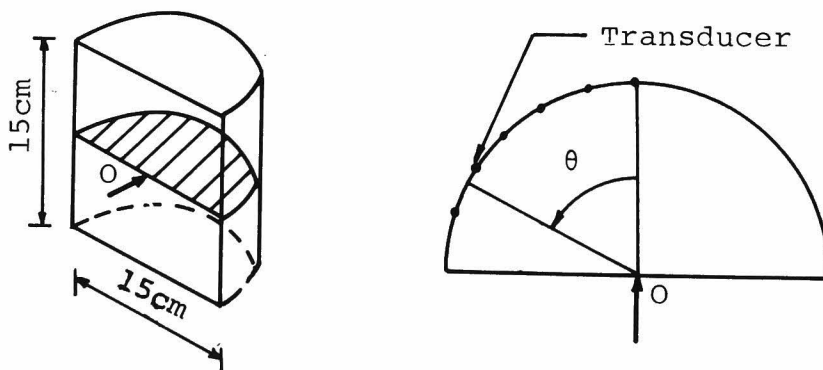


Fig.II.2.22 Sketch of experiment for a point force.

のA E波動を前述の計測システムを用いて検出した。検出波形はペレンコーダーに記録し、それより縦波初動の振幅値を読み取った。

本実験の設定では、供試体の形状から明らかなように、集中力の作用点から各検出点までは等距離であり、かつ、変換子への波動の入射方向と変換子の振動方向は一致していると考えられる。それゆえ、各検出点で得られた縦波初動の振幅値を直接に比較することによって、式(Ⅱ-2-4)あるいはFig. Ⅱ.2.1 b) の検証が可能である。

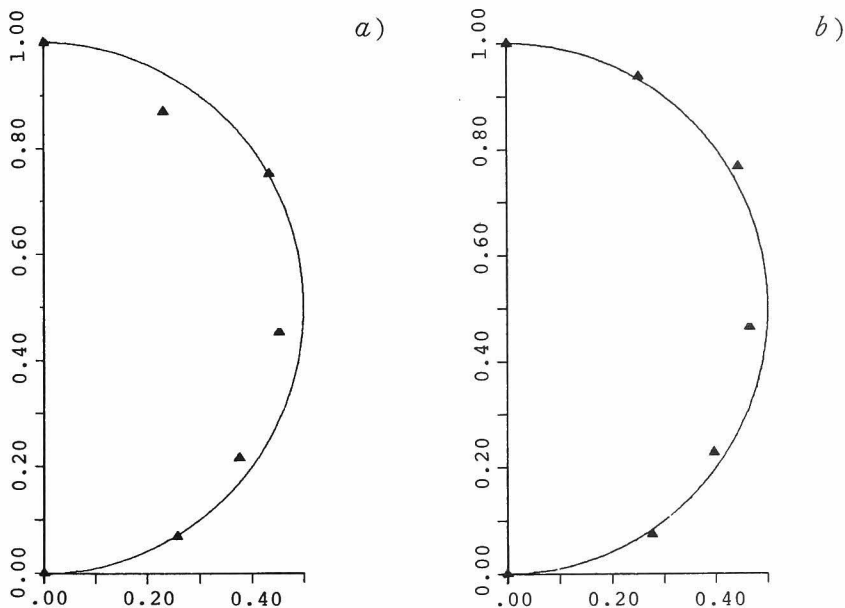


Fig.II.2.23 Experimental results of radiation patterns ▲ due to a point force, a) mortar and b) concrete.

そこで、 $\theta = 0^\circ$ の振幅を1として、それぞれの角度における検出振幅の比を、実験結果より求めたものをFig. Ⅱ.2.23 に示す。図には、この実験結果がFig. Ⅱ.2.1 b)の第1象限に対応するはずであることより、それを実線で示してある。モルタル、コンクリート供試体ともに、理論的な放射形式の曲線上に実験値▲がほぼ分布しているのがわかる。

このように、集中力の場合の縦波初動の放射形式が、A E波動においても得られることが認められた。

(2) セン断転位の場合

セン断転位の場合の実験としては、Fig. II. 2. 24 に示すようなスリットモデル供試体の 1 軸圧

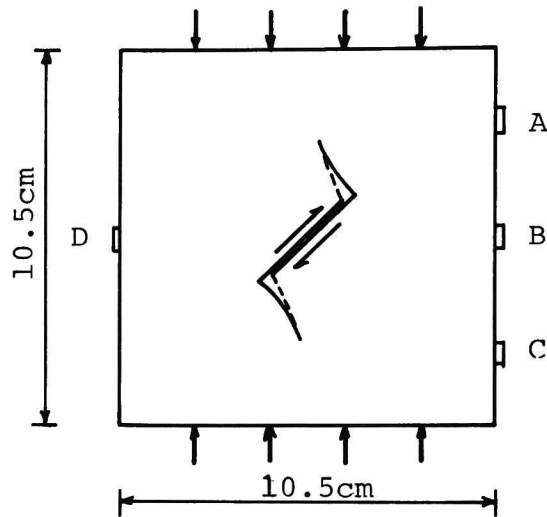


Fig.II.2.24 Sketch of experiment for a shear dislocation.

縮試験を行った。供試体は、 $10.5\text{ cm} \times 10.5\text{ cm} \times 1.0\text{ cm}$ の PMMA (polymethylmethacrylate , 商品名アクリライト) の板に、 $20.0\text{ mm} \times 0.4\text{ mm}$ のスリットを設けたものである。

この供試体の試験については、すでに報告がある。¹⁶²⁾そして、一軸圧縮応力が $60\text{ Kg/cm}^2 \sim 100\text{ Kg/cm}^2$ の状態で完全にスリット部は圧着され、その後は、スリット先端部から引張クラックが、スリットの閉塞面間の摩擦 (セン断転位) の stick slip 的な性質に支配されて、断続的に成長することが知られている。また、そのようなセン断転位は、除荷時にも生じる。Fig. II. 2. 24 には、その発生状況の模式図を示した。A E 計測を行えば、その際には引張クラックの成長による A E 波動とスリット面でのセン断転位による A E 波動がともに検出される。

本実験では、セン断転位の場合の放射形式の検証を目的としているため、除荷時に着目して実験を行い、Fig. II. 2. 24 の A, B, C, D の 4 箇所を設置した A E 変換子 900BA-8D で検出された A E 波動の縦波初動の向きから、セン断転位かどうかを判定した。

それは、引張クラックでは、全ての検出点で縦波初動の向きは正であるが、除荷時のセン断転位の場合には、図より明らかに A, B, C, D の各検出点で符号が負となるからである。

本実験では、図の 4 箇所の変換子で検出された A E 波動を全てペンレコーダに同時に記録し、縦

波初動の向きからセン断転位によると考えられるもので、B、Dにはほぼ同時刻に到達している波形記録を抽出した。これは、供試体のほぼ中心で生じたセン断転位によって発生したA E波動を検出したことになる。

このとき、検出点Bはセン断転位の方角に対して 135° の方角にあることより、Fig. II. 2. 2b)を参考にして、この点で検出された縦波初動の振幅値を1として、A、C点で検出された振幅は、距離と入射方向の補正を行った後、B点での振幅に対する比を求めた。結果の1例をFig. II. 2. 25に示す。実験結果は、Fig. II. 2. 2b)の第4象限に相当することより破線で示した理論曲線とよ

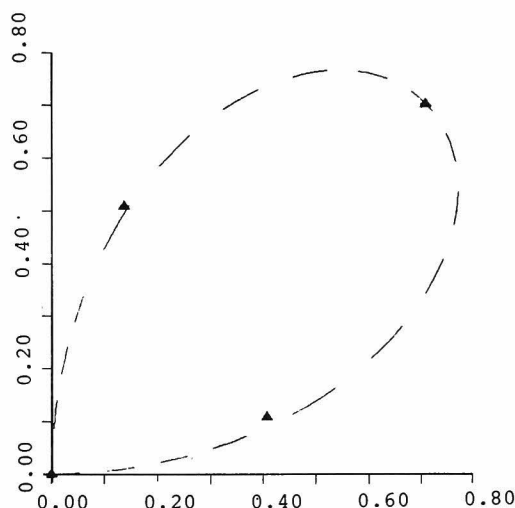


Fig.II.2.25 Experimental results of the radiation pattern ▲ due to a shear dislocation.

く一致している。

このように、セン断転位の場合にも放射形式が実験的に検証された。

(3)引張転位の場合

引張転位としては、引張クラックによって発生するA E波動が、前述のスリットモデル供試体の実験でも得ることができる。ただし、その場合には、破壊源の位置が破壊源探査後でなければ明確でないため、距離および入射角の補正が困難である。

そこで、Fig. II. 2. 26 に示すような中心に $\phi 10\text{ mm}$ の空洞をあけた $\phi 15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ の円柱供試体の割裂試験を行った。その配合および養生は、前述の集中力の場合の供試体と同様である。実験では、図のように $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 270^\circ$ の5箇所A E変換子900BA-8Dを装

着し，載荷時に各点で検出されたA E波形をペンレコーダーに記録した。その場合，供試体横断面

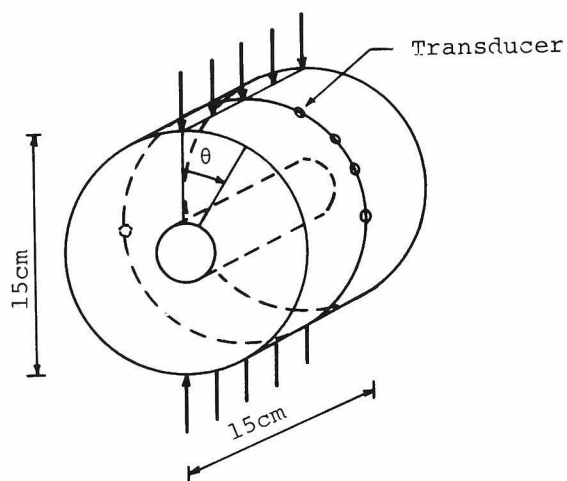


Fig.II.2.26 Sketch of experiment for a tensile crack.

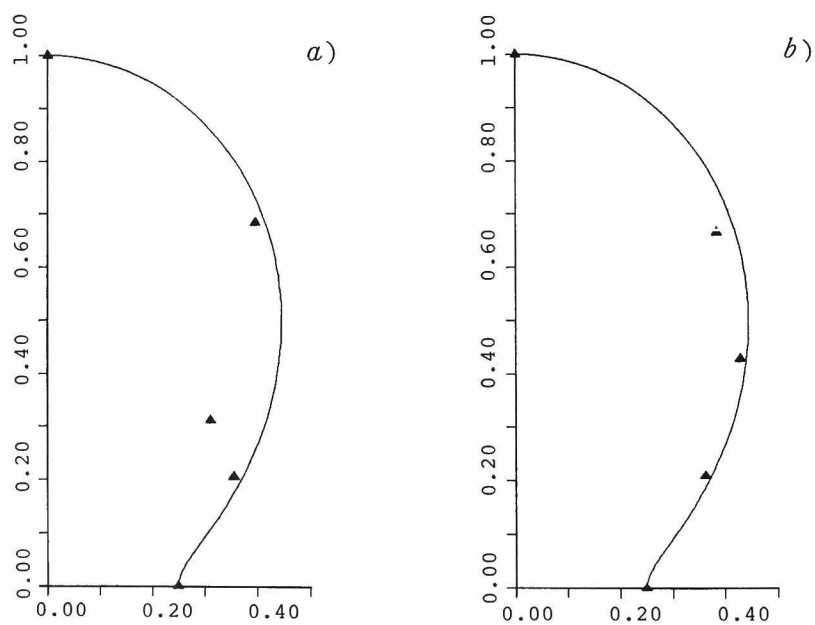


Fig.II.2.27 Experimental results of radiation patterns ▲ due to a tensile dislocation. a) mortar and b) concrete.

の中心部で引張クラックが発生しやすいように $\phi 10\text{ mm}$ の空洞をあけておいた。データーとしては、その部分で発生したと考えられる全ての検出点への到達時刻のほぼ等しいもののみを採用した。

求められた縦波初動の振幅値は、 $\theta = 90^\circ$ の場合の振幅値を1として、他の点での振幅からそれに対する比を求めた。結果の代表的なものをFig. II. 2. 27 に示す。図より、Fig. II. 2. 3b) の第1象限に対応した理論曲線の上に、実験値▲がほぼ分布しているのがわかる。

以上のように、3種類の代表的な転位モデルから導びかれるそれぞれの放射形式に対して、実験的な検証を行うことができた。さらに、AE波動を転位モデルから発生する弾性波と考えることの妥当性も示されたと考えられる。

2. 3. 3 破壊源探査と破壊機構の分類に関する実験的考察

前項までの検証によって、実際に検出されるAE波形の初動が、種々の転位モデルに対する放射形式に従うことが明らかになった。そこで、本項では、2. 2. 3項で述べたような破壊機構の分類に、これを適用した例を述べることにする。

(1)実験方法

実験は、第I部第4章の破壊源探査と同様な、一軸圧縮試験用供試体C ($\phi 10\text{ cm} \times 20\text{ cm}$)、割製試験用供試体S ($\phi 15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$)、単鉄筋はりの曲げ試験用供試体B ($10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times$

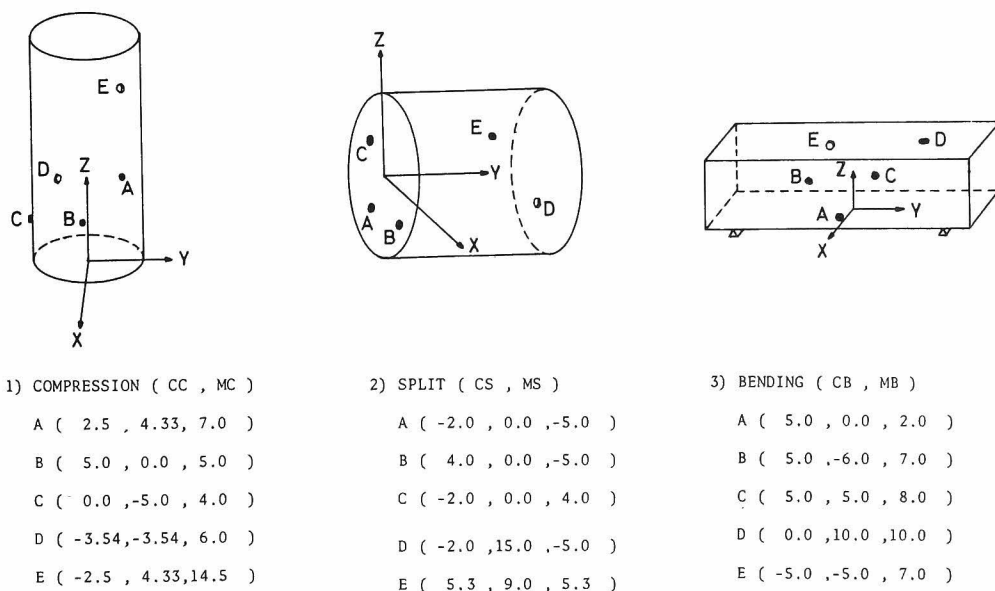


Fig.II.2.28 Locations of transducers A, B, C, D, and E in experiments.

40 cm, 異形鉄筋D 10 1本使用)について行った。これらの供試体は, 前項の放射形式の実験的検証で使用したのと同じ配合のモルタル, コンクリートから成っている。

A E計測には, A E変換子 900 BA-4 D ($\phi 4\text{ mm} \times 2\text{ mm}$, 共振周波数約900 kHz のP Z T 圧電素子, 村田製作所製)を5個使用した。そして, 載荷中に発生するA E波形を, 前述の5チャンネルの計測システムにより検出し, サンプリング間隔1 μsec で全てデジタルカセットに収録した。

各試験におけるA E変換子の配置図を, Fig. II. 2. 28 に示す。ここで, CC, MCなどの記号は, 供試体の種類を示したものであり, 例えば, CCはコンクリート, MCはモルタルの一軸圧縮試験用供試体を意味している。他のCS, MS, CB, MBも同様に, コンクリート, モルタルの割裂, 曲げ試験用供試体をそれぞれ表わしている。

実験終了後において, デジタルカセットに収録されたA E波形から計算機によって, 初動の到達時間差と向きを読み取り, そのデータを基に破壊源探査を行った。そして, 各探査点は各波形の初動の向きによって, 前述のように引張クラック \odot とその他 \times という2つの破壊機構に分類した。

(2)実験結果および考察

一軸圧縮試験における結果をFig. II. 2. 29 , Fig. II. 2. 30 に示す。図によれば, 第I部での

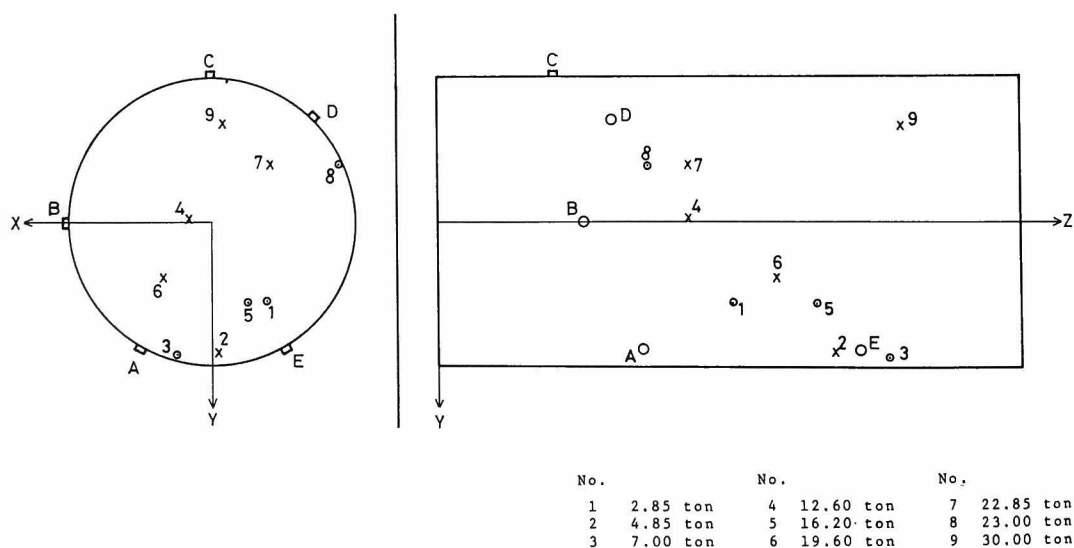


Fig.II.2.29 Detected sources in the uniaxial compression test of concrete.

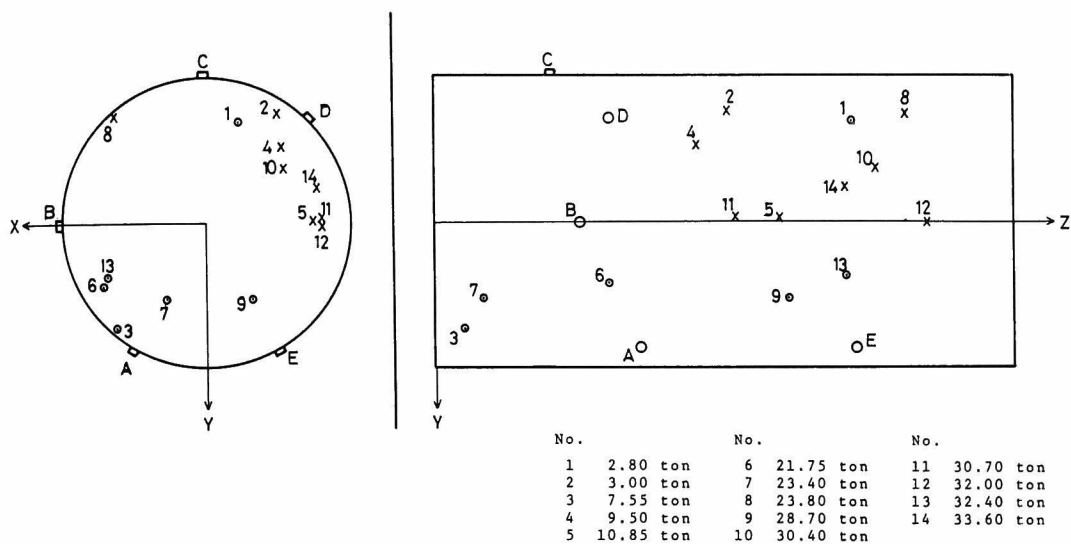


Fig.II.2.30 Detected sources in the uniaxial compression test of mortar.

破壊源探查結果と同様に、破壊源は供試体内全体に分布している。この結果では、探查点が少なく明確には言えないが、終局破壊に近づくに伴って、引張クラック ○印 以外の破壊機構によるもの (×印) の比率が多くなっていく傾向がうかがえる。これは、一軸圧縮下の破壊過程でよく知られているクラックの連結以後の過程に対応すると思われる。

割裂試験での結果を Fig. II. 2. 31 , Fig. II. 2. 32 に示す。試験後の観察によれば、第 I 部での結果と同様に、破壊源の密に分布している側の面で表面ひびわれが見られた。これらの図では、引張クラック以外の機構による現象 (×印) は、その表面ひびわれの付近に多く見られる。したがって、それらは開口したクラックの閉塞あるいはすべりなどにより発生したのではないかと考えられる。

単鉄筋はりの曲げ試験結果を Fig. II. 2. 33, Fig. II. 2. 34 に示す。図の結果では、供試体の下部には引張クラックによる現象が主に見られ、供試体上部、特に载荷点付近にはそれ以外の機構による現象が多く見られる。これは、供試体下部では曲げひびわれの発達、そして载荷点付近ではコンクリートの圧壊に対応しているのであろう。

以上の結果より、破壊源探查の際に、波形の初動に着目し放射形式を考慮すれば、破壊の位置のみならず、その機構に関する情報ももたらされることが示された。そして、ここで行ったような引張クラックによるもの与其他という分類のみでも、各々の実験における破壊の進行過程の特徴が明らかになったと思われる。したがって、このような放射形式を考慮した破壊源探查法は、A E 波動から新たな情報をもたらしものとして期待できるであろう。

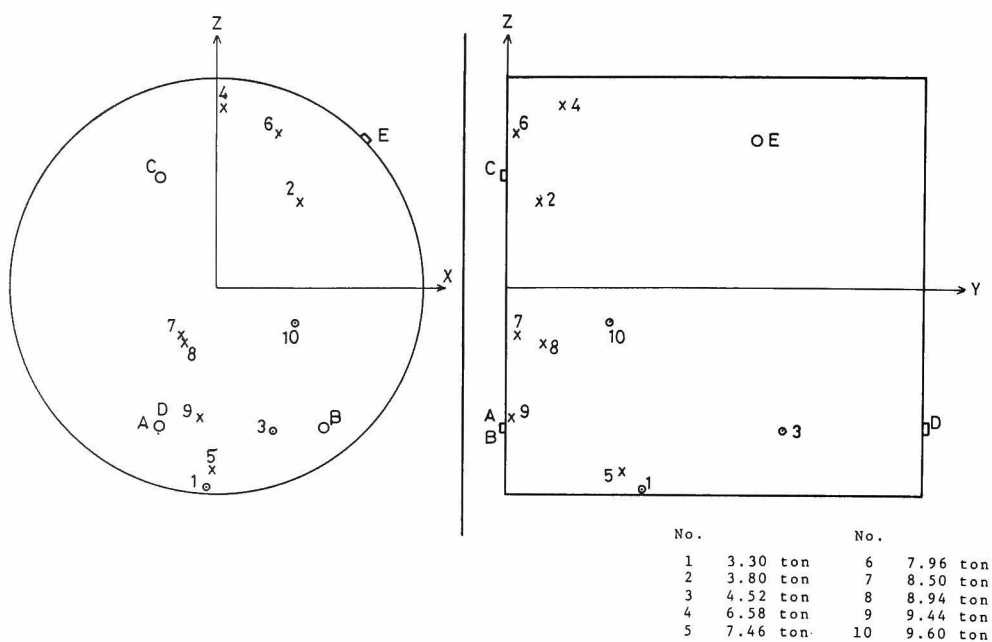


Fig.II.2.31 Detected sources in the split test of concrete.

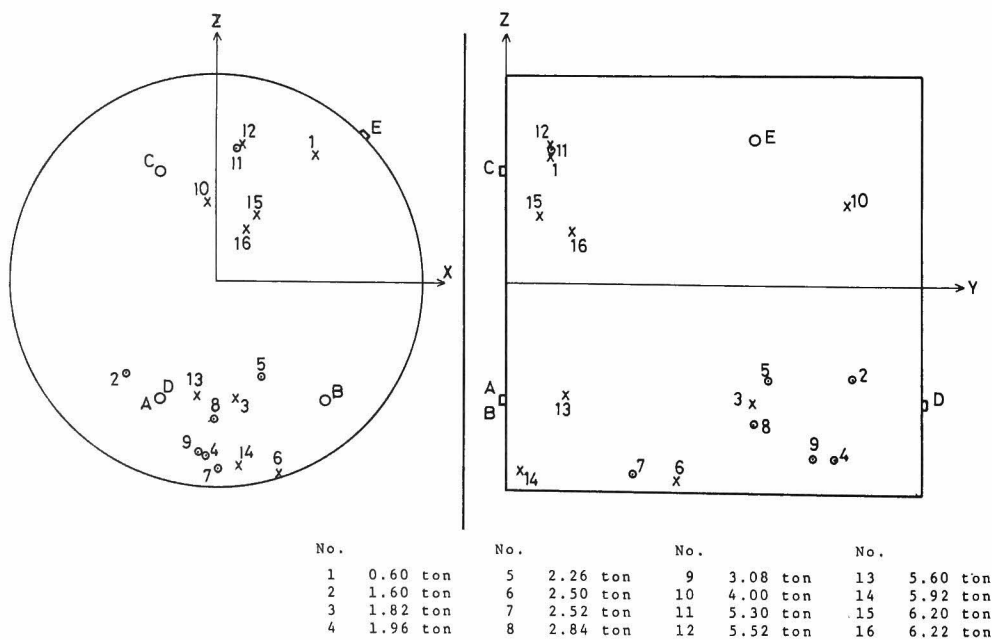


Fig.II.2.32 Detected sources in the split test of mortar.

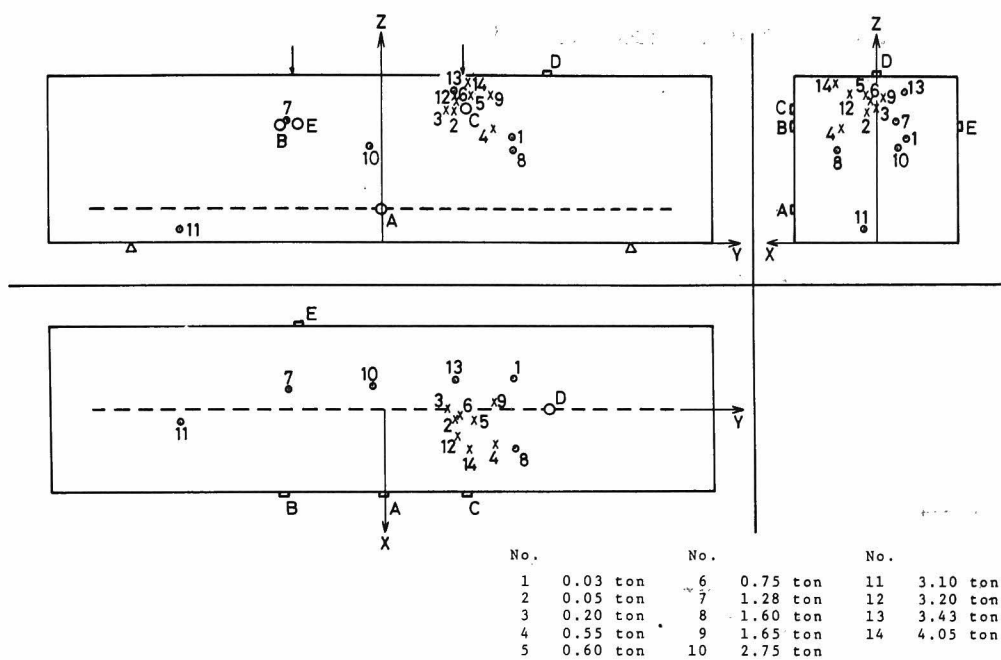


Fig.II.2.33 Detected sources in the bending test of a reinforced concrete beam.

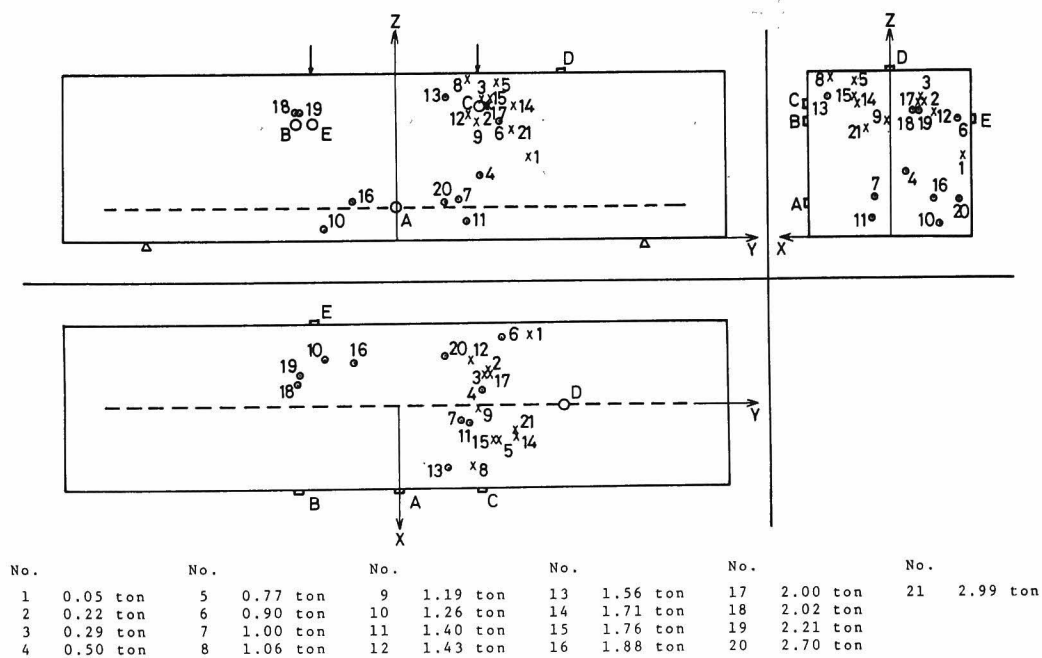


Fig.II.2.34 Detected sources in the bending test of a reinforced mortar beam.

2.3.4 転位モデルの運動学的要因の決定に関する実験的考察

2.2.3項で検討したように、破壊源探査の際に、波形の初動分布から放射形式に基づいて転位モデルの運動学的要因を決定することも可能である。しかしながら、その有用性にもかかわらず、この方面に関するA Eの研究は、まだ見られない。そこで、本項ではこれについて基礎的な考察を行った。

(1)集中力の場合に関する実験結果

実験には、Fig. II. 2. 35 に示すような $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ の角柱供試体を用いた。この供

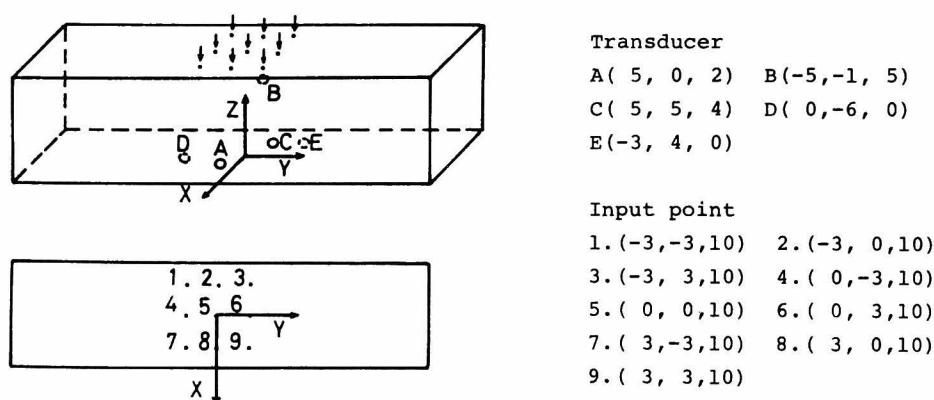


Fig.II.2.35 Locations of the transducers and the input points in a experiment of source location

試体も、前項と同じ配合のモルタル、コンクリートを使用して作成した。

実験では、図に示した1から9の入力点に設置した変換子905 S に発振器（ファンクションジェネレーター）によって方形波パルスを入力し、図に示す座標のZ軸の方向に集中力を作用させた。そして、発生したA E波形をA点からE点に装置したA E変換子900BA-4 D によって検出した。計測システムは、これまでと同じものを使用している。Fig. II. 2. 35 には、集中力の作用点および検出点の座標も示してある。集中力の作用点は、第I部の破壊源探査の結果に基づいて、探査精度が良いように供試体の中央付近に集めた。検出点の位置は、集中力の作用点に対して同一平面上あるいは同一球面上にないことを確めて決定した。

検出された波形は、オシロスコープで確認後、デジタルカセットに収録した。そのサンプリング時間間隔は $1\text{ }\mu\text{ sec}$ である。そして、破壊源探査を行った後、2.2.3項の(1)で述べた方法によ

て、集中力の作用した方向を決定した。

モルタル供試体、コンクリート供試体それぞれの実験結果を Fig. II. 2. 36 , Fig. II. 2. 37 に示す。コンクリート供試体での作用点 9 に対する A E 波形では、雑音のための信頼すべきデータ

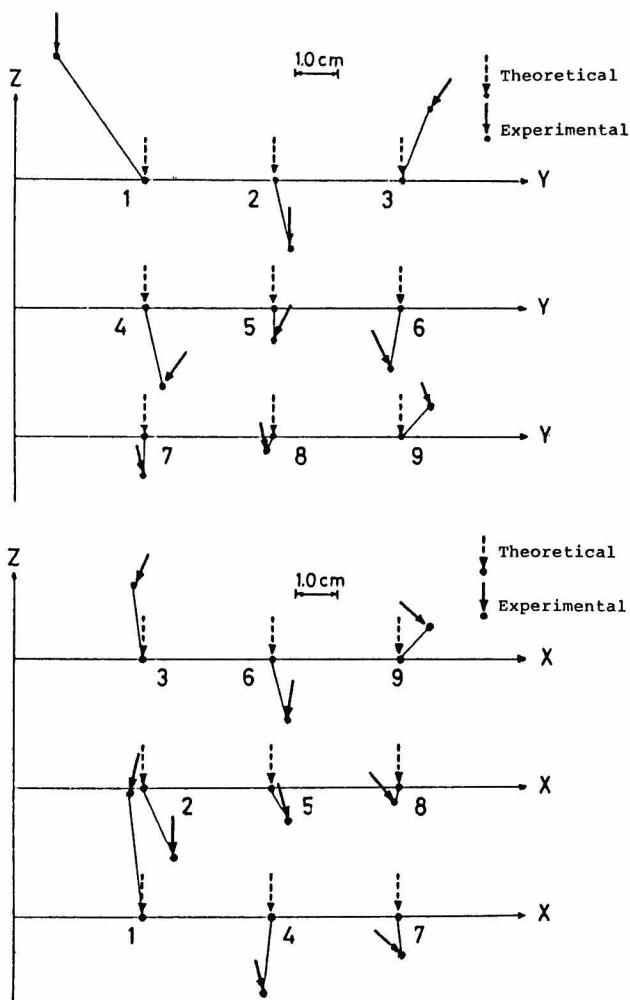


Fig.II.2.36 Detected sources and directions of point forces obtained in a mortar specimen.

が得られなかった。そのため、結果は除外してある。

図より、探査位置は、実際の作用点の位置に対して、全般的に1 cm前後の誤差で求まっていることがわかる。そして、集中力の作用した方向も、探査精度の良いものについては、かなり良く決定されている。

しかし、探査精度、集中力の方向とともに、良くない結果もあるため、これについて詳細に検討した。例として選んだのは、Fig. II. 2. 35 に示す集中力の作用点 3, 5, 7 の 3 箇所の場合である。

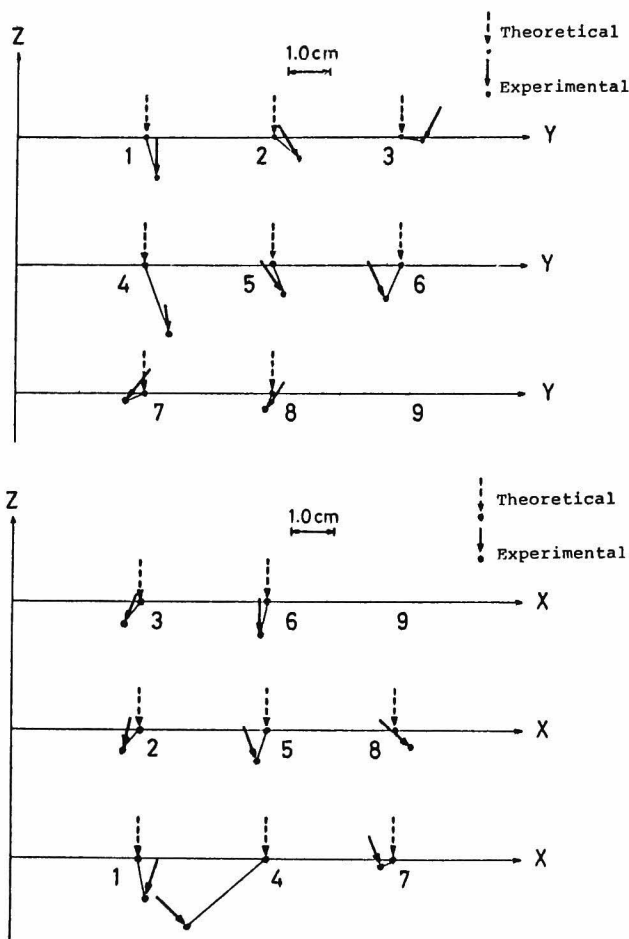


Fig.II.2.37 Detected sources and directions of point forces obtained in a concrete specimen.

まず、理論的に考察することにして、それぞれの場合の各検出点での検出方向の縦波初動の振幅値を、グリーン関数を計算することにより求めた。そして、それぞれの作用点と検出点とについて、2.2.2項で求めたのと同様な半無限体と無限体の遠方項との比GFPを求めた。結果をFig. II. 2. 38 に示す。図より、作用点5の場合では、全ての検出点でGFPの値はほぼ2となっているが、作用点3, 7の場合には、少し変動している。例えば、作用点7に対する検出点A, Cでは、半無限体ならば2倍と考えることができないことがわかる。

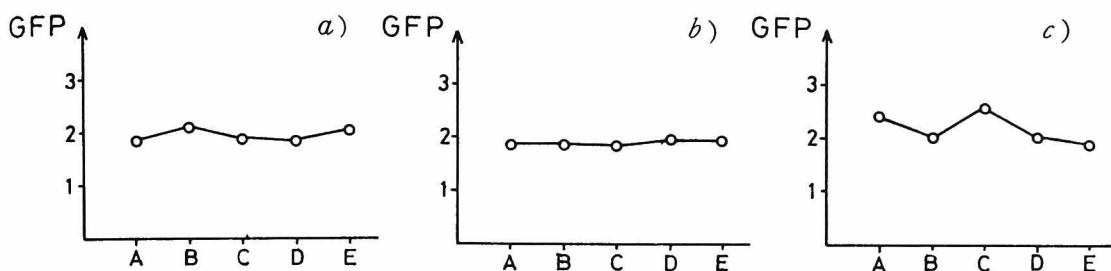


Fig.II.2.38 Theoretical ratios of the amplitude of P-wave for a half space to the amplitude of the same component for an infinite space, due to the force at the point a) 3., b) 5., and c) 7. shown in Fig.II.2.35.

次に、半無限体の場合にグリーン関数から求められる縦波初動の振幅値と実際の実験値とを比較したものをFig. II. 3. 39 に示す。実線が解析による値、破線が実験値を示している。図では、解析、実験ともに、各検出点のうちで最大振幅を1として、他の検出点での振幅はそれに対する比で表わしている。図から、作用点5の場合には、実験結果は解析結果とほぼ同様な傾向を示しているのがわかる。

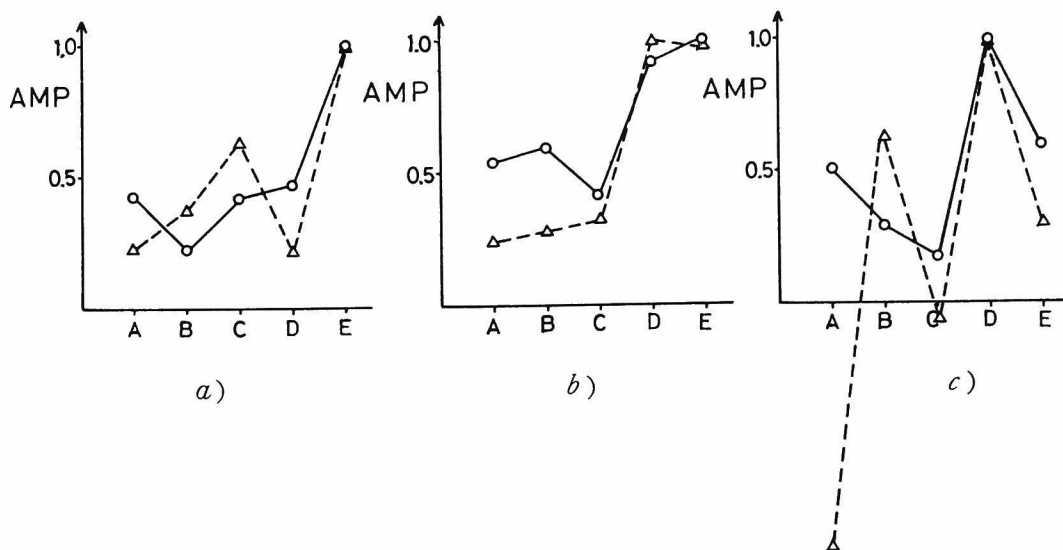


Fig.II.2.39 Comparison between the amplitude of P-wave for a half space and the amplitude obtained by experiments, due to the force at the point a) 3., b) 5., and c) 7. shown in Fig.II.2.35.

それに対して、作用点 3, 7 の場合には、かなり異なる傾向を示しており、特に、作用点 7 に対する検出点 A, C での実験値では、その符号まで異なっている。

集中力の場合の放射形式によれば、その作用する方向にある所では、逆向きの変位は生じないはずである。そこで、ここで見られたような逆向きの変位の検出された場合を他の例も含めて検討すれば、全て、変換子の設置された面に対して非常に浅い入射角となっていることがわかった。

例として、検出点 A における作用点 7 に対するグリーン関数の比較を行った結果を Fig. II. 2. 40

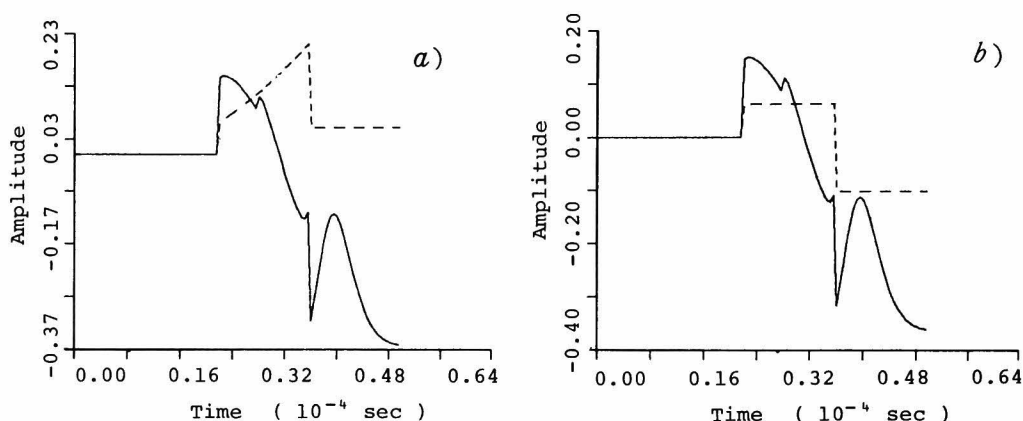


Fig.II.2.40 Components of Green's functions at the point A due to the point force 7. shown in Fig.II.2.35. Solid lines are solutions for a half space and broken lines are a) a solution for an infinite space and b) for a far-field term.

に示す。図によれば、この場合には、半無限体ならば、縦波初動の振幅は小さく、それに対して、横波初動の振幅は大きく、しかも符号は逆であることがわかる。それゆえ、変換子への入射角が検出面に対し浅い場合には縦波初動の振幅は小さく、それ以後に現われる振幅を検出するため、振幅が逆転したと考えられる。このような例は、第 I 部の破壊源探査の予備実験でも見られた。

以上の結果より、集中力の方向まで求めるには、A E 波形の正確な検出、特に、縦波初動の検出が重要であることがわかる。本実験では、計測システムの制約により $1 \mu\text{sec}$ のサンプリング時間間隔でデータを収録したが、振幅値の正確な記録のためには、もう少し短いサンプリング時間間隔を使用する必要もあると思われる。

(2) セン断および引張転位の場合に関する実験結果

実験としては、2.3.2項のセン断転位の場合の放射形式の検証を行ったのと同じスリットモデル供試体の一軸圧縮試験を行った。それは、 $10.5\text{ cm} \times 10.5\text{ cm} \times 1.0\text{ cm}$ のPMMA供試体の中央部に、載荷方向に対して 45° をなす $20.0\text{ mm} \times 0.4\text{ mm}$ のスリットを設けたものである。この試験では、2.3.2項の結果より、スリット間の摩擦によりセン断転位が生じ、スリット端から引張転位が成長することが知られている。また、その場合、どちらの転位でも転位面に立てた法線の方法は、このような板状の供試体の面内にあることが認められた。したがって、2次元問題として取り扱ってよいと考えられる。

そこで、Fig. II. 2. 41 a), b) に示すような配置の4個のAE変換子900BA-4Dを用い

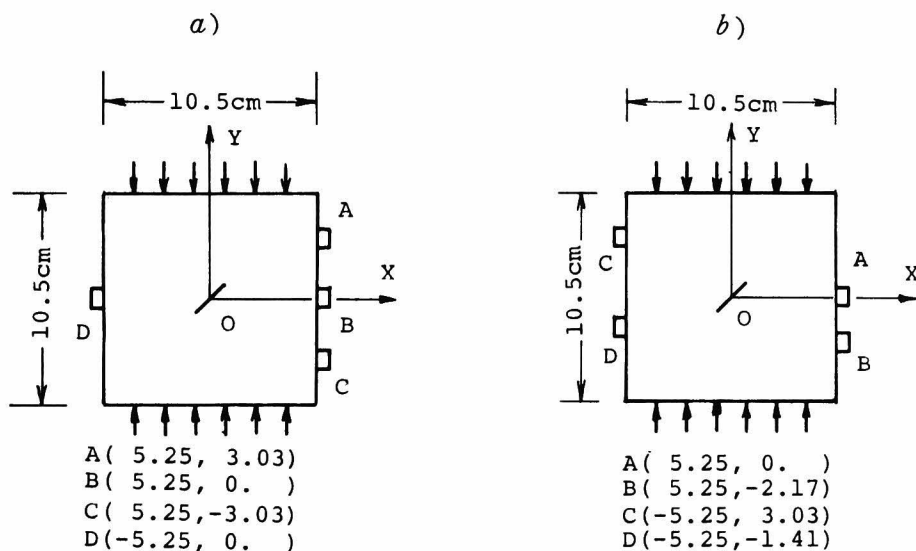


Fig.II.2.41 Slit model specimen and location of transducers for a) tensile dislocations and b) shear dislocations.

た4チャンネルの計測システムによりAE波動を検出した。

Fig. II. 2. 41a) は、前述の2.3.2項のセン断転位の場合の検証実験と全く同じ配置である。ところが、この配置のデータを用いて破壊源探索を行う場合には、供試体中央部から発生するAE波動に対しては第1近似解が特異となり易い。これについては、第I部第4章のFig. I. 4. 4を参照されたい。そのため、セン断転位による破壊源の探索を目的としてAE変換子の配置を変化させたものが、Fig. II. 2. 41b)である。実験では、このような2種類の変換子配置の供試体に対して、

図の方向に荷重を載荷し、AEが検出される毎に荷重を一旦停止し、全ての計測チャンネルからの検出波動を $1\mu\text{sec}$ のサンプリング時間間隔で記録した。

2.3.2項で考察したように、Fig. II. 2. 41 a) のAE変換子の配置に対しては、引張転位ならばA, B, C, Dの各検出点での振幅の初動の向きは一致する。その例をFig. II. 2. 42 に示す。

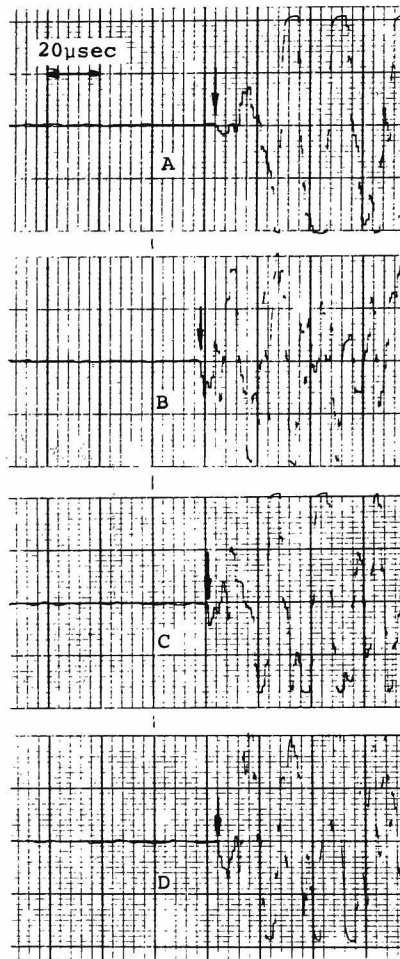


Fig.II.2.42 AE signals of four transducers located as shown in Fig.II.2.41 a).

第I部第4章のAE波動の伝播特性に関する実験でも見られたように、検出点での上方への(正の)変位に対しては、検出波形は下向きの振幅値を持っている。

次に、Fig. II. 2. 41 b) のAE変換子の配置において検出されたせん断転位に対する検出波形

の例をFig. II. 2. 43 に示す。この場合は、Fig. II. 2. 42 と対照的に、その初動は全て上向きとなっている。検出点と破壊源の位置関係にもよるが、このような上向きの初動の出現が、セン断転位の場合の大きな特徴である。

これらの検出されたA E波形より初動の到達時間差とその振幅値を求めた。

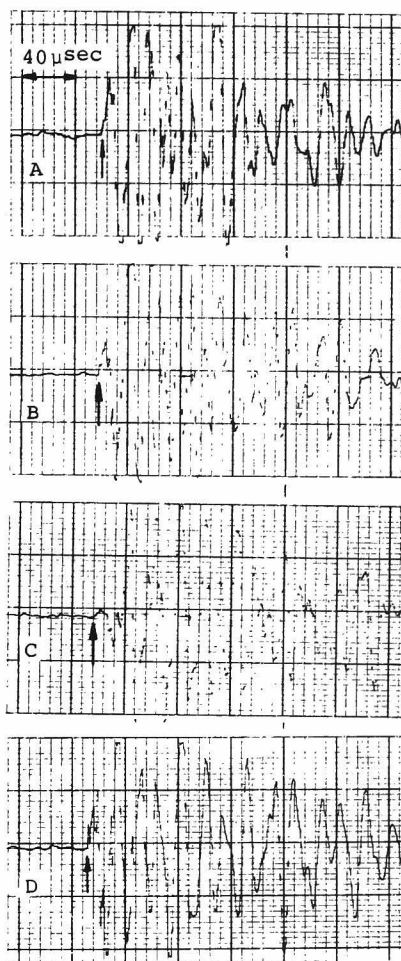


Fig.II.2.43 AE signals of four transducers located as shown in Fig.II.2.41 b).

実験は、2次元問題と考えられることより、この4チャンネルの計測データから前項の実験と同様にして、破壊源の位置決定と破壊機構の分類が可能である。さらに、初動の振幅値を用いれば、セン断転位の場合には式(II-2-22)、引張転位の場合には式(II-2-24)から転位モデルの

運動学的要因を決定することができる。ただし、ここでの問題は、2次元として取り扱う。したがって、4チャンネルの計測データで十分である。

実際の実験結果では、検出されたデータはかなり少なく、そのため得られた結果は数例に過ぎなかった。

Fig. II. 2. 41 a) の変換子配置での実験によって決定された引張転位の例を Fig. II. 2. 44 に

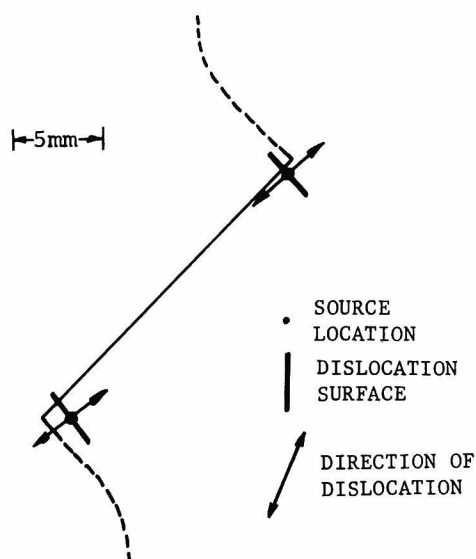


Fig.II.2.44 Location of sources, orientation of dislocation surfaces, and direction of dislocations obtained by the experiment for tensile dislocations.

示す。図で破線は、実験中に観測された引張クラックを表わしている。破壊の発生位置は、ほぼスリットの両端部にあり、かつ、求められた転位面と変位のくい違いの方向は、実際に観察された引張クラックの方向と非常によく一致している。

次に、Fig. II. 2. 41 b) の変換子配置の実験により得られたセン断転位に関する結果を Fig. II. 2. 45 に示す。図のように、転位面はほぼスリットの面上に分布しており、転位の変位成分もこの面上の摩擦すべりとして予測されるものとその方向はよく一致している。

本実験の結果より明らかなように、引張転位、セン断転位ともに、放射形式から求めた転位モデルの運動学的要因はスリットモデルの実験で予想された結果と見事に一致している。このようにここでは2次元問題により、本手法における転位モデルの運動学的要因の決定について基礎的考察を行ったが、実在のコンクリート材料への適用可能性は十分であると考えられる。

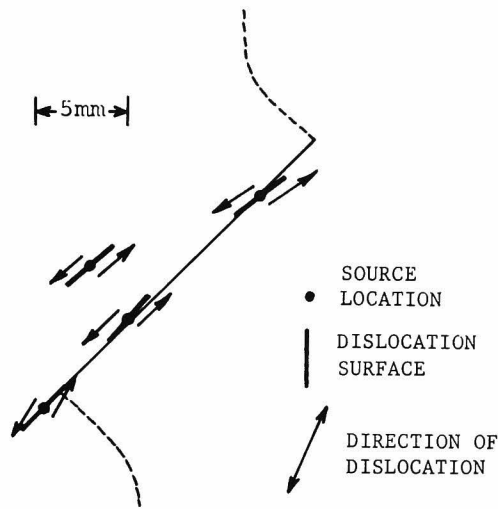


Fig.II.2.45 Location of sources, orientation of dislocation surfaces, and direction of dislocations obtained by the experiment for shear dislocations.

2.4 本章の結論

本章では、A E波動を転位モデルより発生する弾性波動と考えた場合に、数学的に導くことのできる放射形式について詳細な検討を行った。

前章で述べたKnopoff - de Hoop の表示定理から、無限弾性体において転位の発生源から十分に遠く離れた地点で得られる縦波、横波の初動振幅の空間的な分布（放射形式）を、代表的な3種類のモデルに対して求めた。そして、得られた放射形式を実験的に検証した。さらに、破壊源探査法に放射形式を適用して、破壊機構の分類、あるいは転位面および転位の変位成分の方向の決定に関して基礎的な考察を行った。

これより得られた結論は、以下のとおりである。

(1)実験において検出されるA E波形の初動部分は、半無限弾性体の自由表面で検出される波動と考えられる。ところが、放射形式は、無限弾性体における遠方項のみを考えることによって得られたものである。そこで、グリーン関数を求めて、種々の場合に、半無限弾性体、無限弾性体およびその遠方項のみを考慮した場合の縦波、横波の振幅値比較を行った。その結果、横波の初動の振幅値は入射方向により大きく異なるが、縦波の初動の振幅値では、半無限体の場合は無限体の遠方項の

みを考えた場合の約2倍で近似できることが示された。したがって、実際に得られるA E波動においても、その縦波初動は、ここで求められた放射形式と一致するであろうことが示唆された。

(2)破壊源探査法に、この放射形式を適用することを試み、各検出点で得られた縦波初動の振幅値から転位モデルの運動学的要因を決定する手法を検討した。また、本章以後のA E波動に関する研究で使用するA E計測、記憶、再生装置を考案した。この記憶装置の特徴は、ウェーブメモリとディジタルカセットを使用して、個々のA E波形をディジタルデータとして収録できることである。その際のサンプルリング時間間隔は最高で50 nsecまで設定可能である。

(3)集中力、セン断転位、引張転位の代表的な3種類の転位モデルに対応するモデル実験を行って、放射形式を実験的に検証した。その実験結果から得られた縦波初動の振幅値分布は、それぞれの転位モデルから導びかれる放射形式とよく一致することが認められた。これより、A Eを転位モデルから発生する弾性波と考えることの妥当性も示された。

(4)モルタル、コンクリート供試体の一軸圧縮試験、割裂試験、単鉄筋はり曲げ試験での破壊源探査に、放射形式の概念を適用し個々の破壊源を引張クラックとその他の機構によるものとに分類することを試みた。その結果、このような2種類の分類によっても、機構に関する情報がもたらされ、各々の試験における破壊過程の特徴的な様相が示されることが明らかになった。

(5)放射形式に基づいて、転位モデルの運動学的要因の決定を実験的に検討した。その結果、集中力の場合の実験では、集中力の作用点から各検出点への入射方向が、検出平面に対して浅くなく、縦波初動が正確に検出されているデータによれば、探査位置も集中力の作用方向も精度良く決定されることが示された。さらに、スリットモデル供試体を用いた2次元問題としての実験からは、引張転位、セン断転位ともに、モデルの破壊様式から予想された方向と非常によく一致する結果が得られた。したがって、この手法によって転位モデルの運動学的要因を決定する可能性が示された。

以上のように、放射形式という波形の特徴から、A E波動を転位モデルより発生する弾性波と考える妥当性が示された。さらに、放射形式を破壊源探査法に適用した手法は、転位モデルの運動学的要因の決定に非常に有用であることも認められた。

このような新しい破壊源探査法は、コンクリート構造物の微小破壊の監視において、非常に有益な情報をもたらすものとなるであろう。

第3章 A E 波動の周波数特性に関する考察

3.1 はじめに

本論文の第Ⅱ部では、A E の波動自身を研究の対象としている。波動現象の分析において、前章で述べたような初動の放射形式に着目するのは特殊な取り扱いであると言える。最も一般に用いられるのは、周波数分析であろう。

本章では、A E のパラメーターとして、A E 波動の周波数成分を対象にして、その周波数分析法とコンクリート材料における A E の周波数特性について基礎的な考察を行うことにする。

A E 波動の周波数成分は、第Ⅰ部第1章でも述べたように波動の形状認識¹⁶³⁾などから始まり、古くからパラメーターとして提案されていたものである。しかし、A E は過渡的な現象であり、低周波数から高周波数にわたる広い帯域の周波数成分を持つなどの理由から、周波数分析は非常に困難と¹⁶⁴⁾されていた。

その後、精巧な計測装置とスペクトルアナライザー等の分析、処理装置の進歩とともに、幾つか^{63), 165), 166)}の分野で周波数分析を行った報告も見られるようになった。その場合には、A E 変換子の周波数応答特性¹⁶⁷⁾が大きな問題となることが知られている。ただし、これまでのところでは、それを考慮した^{168) 169) 170) 171)}研究は非常に少なく、較正法として確立されたものもない。

しかしながら、検出された A E 波動の周波数成分は、個々の破壊現象および材料の内部構造の変化に関係した情報を含んでいると考えられることにより、材料の破壊機構および構造系の破壊度^{172), 173)}などに直接に関係したパラメーターとなることが期待される。

第Ⅱ部第1章では、A E 波動の伝達経路を線形システム論によって解明した。本章の前半部では、これに基づいて A E の周波数成分に影響を与える幾つかの要因を明らかにし、A E 変換子および計測系の周波数応答特性を数値解析、実験の両面から検討する。そして、検出された A E 波動のスペクトルをこれらに関して補正する方法について考察する。

後半部では、実験により実際に検出された A E 波動のスペクトル特性について考察を行う。さらに、A E の周波数分析を、単に A E の分析パラメーターの1つとして考えるにとどまらず、周波数領域における A E の波形解析法として位置づけ、発生機構を解明する可能性について検討する。そのような A E 波動の波形解析の1手法としての認識は、次章での議論に統合される。

3.2 A E 変換子および計測系の周波数応答特性

3.2.1 圧電素子変換子の共振特性

A E 波動の検出系は、A E 変換子と言われる機械的振動を電氣的振動に変換する部分と、その変

換された電気信号を処理する電気的な機器から成る。

A E 波動の周波数成分について検討する際には、第 1 章の式 (Ⅱ-1-52) から明らかなように、これらの周波数応答特性が問題となることが予想される。線形システムとして考えれば、A E 波動の周波数成分は各システムを通過する毎に、フィルターがかけられると思えばよい。

その際に、最も重大な影響を与えるのは、A E 変換子である。A E 変換子としては、レーザーを用いた光学的な変換子なども提案されているが、¹⁷⁴⁾ 一般に使用されているのは、圧電材料を用いたものである。本論文でも、第 I 部の実験で使用した変換子 900BA-8D は、円板形の圧電材料の上下面に電極を設けただけのものであった。圧電材料の電気的および機械的な応答特性については、^{45) 175) 176)} 多くの研究がなされているが、そこでは圧電素子の応答を Fig. II.3.1 に示すように縦効果、横効果¹⁷⁷⁾ をそれぞれ独立に考え、共振特性を 1 次元的な近似により決定している。

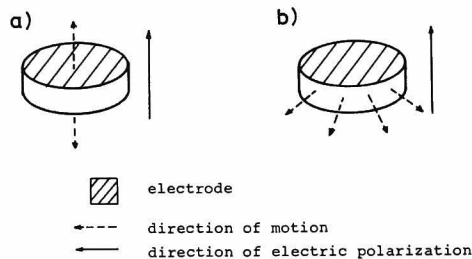


Fig.II.3.1 Piezoelectric transducer for a) the longitudinal effect and b) the transverse effect.

ところが、このような円板形の物体は、単に等方等質の弾性体としても、^{178), 179)} 1 次元的ではなく複雑な共振特性を持つことが知られている。そこで、A E 変換子の共振特性を、実験的および解析的に検討した。

(1) 接触法による変換子の周波数応答の決定

A E 変換子の計測周波数帯は、第 I 部第 1 章で述べたように、他の波動現象に比較して相当に高周波数帯である。したがって、例えば、加速度計、地震計などの応答特性のように、振動台などを使用してその周波数応答を定めることは不可能である。

そこで、Fig. II.3.2 に示すような装置を用いて、変換子の応答特性を相対的に求めた。この方法は、接触法とも呼ばれるもので、図のように 2 つの同じ変換子を貼り合せ、一方の変換子に周波数可変の一定電圧を入力した場合の、他方の変換子からの平均出力電圧を求めるのである。使用した A E 変換子は、既述の 905S と、900BA-8D およびその横方向の振動モードを抑制するため

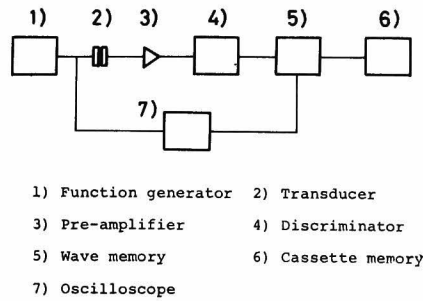


Fig.II.3.2 Experimental set-up for determining the frequency response of AE transducers.

に受信面に同半径の鋼製円板（厚さ 0.5 mm）を接着したもの 3 種類である。

実験結果を Fig. II. 3. 3 に示す。図の曲線は全て、最大出力で正規化して、対数をとって示してある。これより、905S は、本研究で採用した 10 kHz ～ 300 kHz の周波数帯で、100 kHz

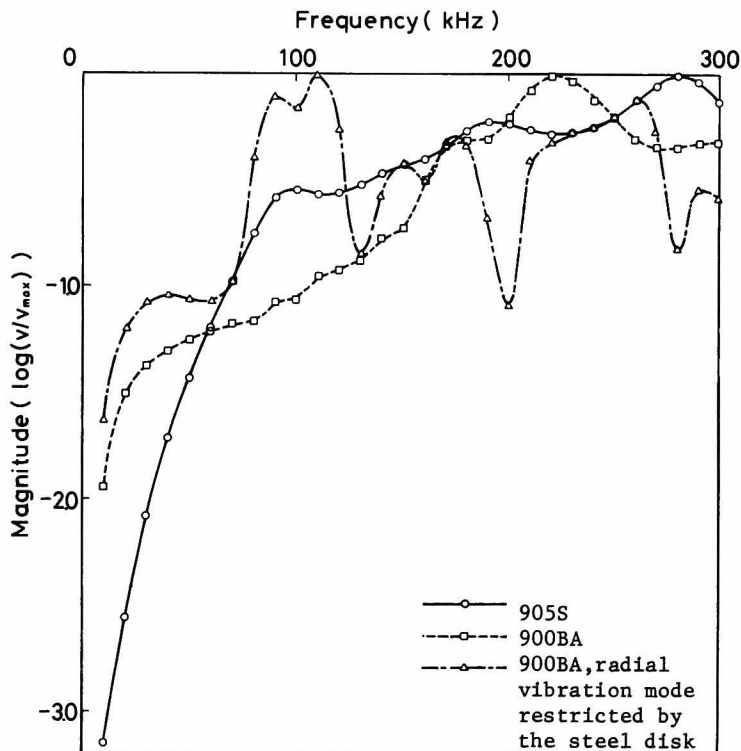


Fig.II.3.3 Frequency response of transducers obtained by the comparison method.

以下の低周波数帯域を除いて、かなり平坦な応答を示しているのがわかる。900BA-8Dは、その厚み共振周波数が前述の縦効果として求めれば、約900kHzであるが、結果では約220kHzにピークを持っている。これが、横効果によるものかも知れないと考え、鋼製円板で振動モードを拘束した実験を行った。これによれば、220kHz付近のピークは除かれたが、計測周波数領域で相当に複雑な応答特性を示していることがわかる。

圧電素子変換子を用いて、AE波動を検出する場合を想定すれば、例えば、弾性床¹⁸⁰⁾上あるいは半無限弾性体上に設置された圧電素子の過渡的波動の入力に対する出力応答が必要であろう。しかし、そのような問題は、解析的には、弾性床¹⁸¹⁾上の弾性円板の応答解析などを除けば解析例は少く、今後の研究を待たねばならない。

そのような研究によらずとも、Fig. II.3.3を見ればわかるように、900BA-8DをAE変換子として使用すれば、220kHz付近の波動スペクトルが強調されて検出されると考えられる。そこで、次には、そのようなAE変換子のみの共振特性について解析することを試みる。

(2) FEMによる圧電素子変換子の固有値解析¹⁸²⁾

圧電素子の共振特性に関しては、円板の弾性解に基づいて解析している例も見られるが、本項では本研究で使用したAE変換子について、FEMによって固有値解析を行った。¹⁸³⁾

解析の対象に選んだのは、第II部の実験で最も多く使用されたPZT圧電素子900BA-4D(φ4mm×2mmの円板形、上述の900BA-8Dとは、材料が同じであるが径が異なる。)であり、これを軸対称物体と考えた。

円板の振動モードには、軸対称以外の共振モードの存在が知られている¹⁷⁸⁾。しかし、圧電素子の電氣的出力には、対称な共振モードが大きく寄与していることより、軸対称モデルを採用することにした。¹⁸³⁾

解析手法は、一般の弾性体の固有値解析の場合とほとんど同じであるが、圧電材料であることより、要素特性が以下になる点が異なる。

軸対称要素に対しては、応力 $\{\sigma\}$ [Nm⁻²]と電界 $\{E\}$ [Vm⁻¹]が同時に作用する場合、ひずみを $\{e\}$ 、電束密度を $\{D\}$ [Cm⁻²]として、次のようになる。

$$\begin{Bmatrix} e_{zz} \\ e_{rr} \\ e_{\theta\theta} \\ e_{rz} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^E & -\nu S_{33}^E & -\nu S_{33}^E & 0 \\ -\nu S_{33}^E & S_{33}^E & -\nu S_{11}^E & 0 \\ -\nu S_{33}^E & -\nu S_{11}^E & S_{11}^E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2(1-\nu) S_{33}^E \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_{zz} \\ \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{rz} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} d_{33} & 0 \\ d_{31} & 0 \\ d_{31} & 0 \\ 0 & d_{15} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_z \\ E_r \end{Bmatrix}$$

(II-3-1)

$$\begin{Bmatrix} D_z \\ D_r \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{33} & d_{31} & d_{31} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_{zz} \\ \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{rz} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \epsilon_0 \epsilon_{33}^T & 0 \\ 0 & \epsilon_0 \epsilon_{11}^T \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_z \\ E_r \end{Bmatrix} \quad (\text{II} - 3 - 2)$$

ここで、 S^E 、 ϵ^T 、 d 、 ϵ_0 それぞれは、圧電材料が PZT-5 であるとして、Table II.3.1 に示す値を用いた。解析に採用した軸対称モデルの要素分割と境界条件を Fig II.3.4 に示す。図中 $\{\phi\}$ は電気ポテンシャルを表わしており、これと変位 $\{u\}$ を未知量として、三角形要素内で線形な形状関数を仮定し、変分原理を用いて定式化を行った。

Table II.3.1 Elastic, piezoelectric, and dielectric constants of the piezoelectric material ; PZT-5.

Elastic compliance at constant electric field [m ² /N]	S_{33}^E	20.7 x 10 ⁻¹²
	S_{11}^E	16.5 x 10 ⁻¹²
Poisson's ratio	ν	0.3
Permittivity of vacuum [F/m]	ϵ_0	8.854 x 10 ⁻¹²
Dielectric constant at constant stress	ϵ_{33}^T	3400
	ϵ_{11}^T	3130
Piezoelectric constant [C/N]	d_{33}	593 x 10 ⁻¹²
	d_{31}	-274 x 10 ⁻¹²
	d_{15}	741 x 10 ⁻¹²

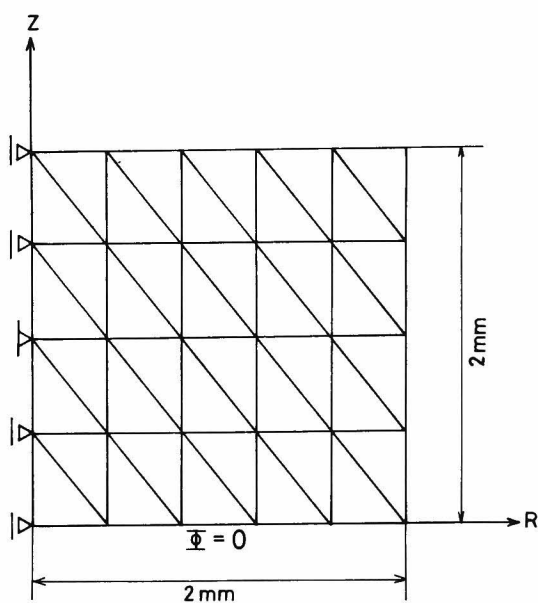


Fig.II.3.4 Axisymmetrical finite element model for the transducer 900BA-4D.

式(Ⅱ-3-1), 式(Ⅱ-3-2)において, 圧電ひずみ定数 $[d]$, 誘電率 $[\epsilon^r]$ を考慮しなければ, 弾性体の固有値問題となる。この場合も圧電材料との比較のために解析した。

特性方程式から固有値(共振周波数)を求めた結果をTableⅡ.3.2に示す。表より, 弾性体に

Table II.3.2 Resonant frequency of the transducer 900BA-4D and an elastic circular disk for each resonant mode.

Resonant mode	Piezoelectric material [kHz]	Elastic material [kHz]
1st	212	74
2nd	670	375
3rd	683	443
4th	857	651
5th	932	681

比して圧電材料は、同次モードではるかに高い共振周波数を持つことがわかる。また、以後の実験では、計測周波数帯を10 kHz～300 kHzに設定しているが、その場合には1次モードが表われることが予測される。

表に示した共振周波数に対する共振モード（固有ベクトル）について検討した結果、2次モードまでは縦方向の変位が卓越し、3次以上のモードになると横方向の変位も加わり複雑な変位モードを示すことがわかった。例として、固有値解析から求められた1次モードおよび3次モードの図をFig. II. 3. 5に示す。

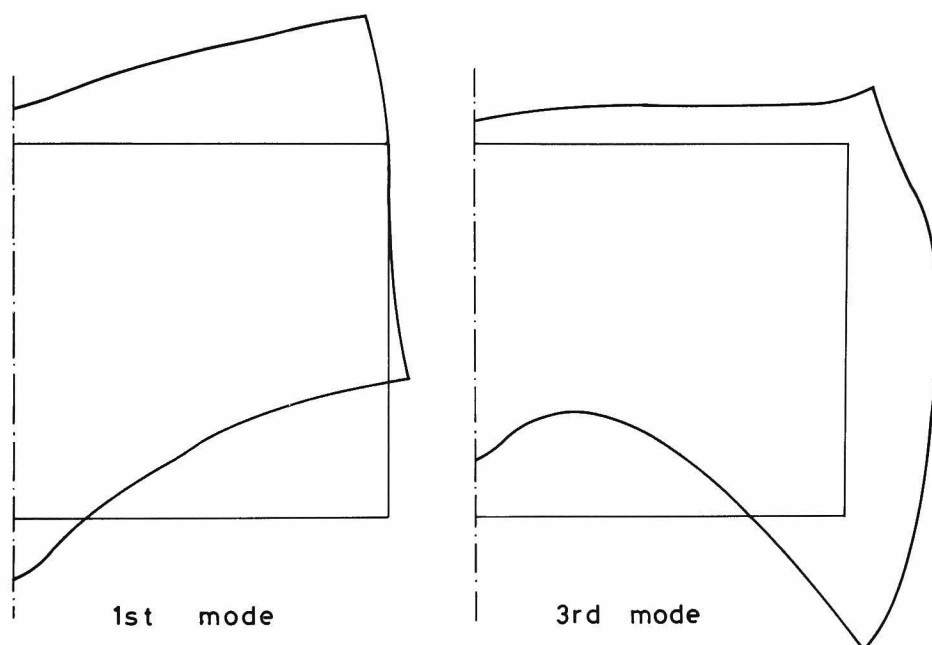


Fig.II.3.5 First and third resonant mode of displacement for the transducer 900BA-4D.

以上の結果、A E変換子900BA-4Dは、10 kHz～300 kHzの周波数帯では、1次共振周波数のみを有し、そのときの共振モードによれば縦効果の振動子と考えられることがわかる。ただし、この共振周波数の値は、厚み振動のみを考慮した縦効果の共振周波数（900 kHz）とは大きく異なることに注意が必要である。

3. 2. 2 A E変換子と計測系の応答特性

本項では、A E変換子および計測系の応答特性を、線形システム論に基づいて実験的に検討する。

Fig. II.3.2と同様な測定系で，検出側にあるAE変換子の出力電圧 $r(t)$ のフーリエ変換 $R(f)$ を考える。このとき入力電圧による入力側のAE変換子の出力のフーリエ変換を $Z(f)$ とすれば，Fig. II.1.8b)の線形システムを用いて $R(f)$ は，次のように表わされる。

$$R(f) = W_u(f) \cdot W_t(f) \cdot Z(f) \cdot E(f) \quad (\text{II} - 3 - 3)$$

ここで， $E(f)$ は入力電圧 $e(t)$ のフーリエ変換である。

入力電圧が，3.2.1項の実験のごとく電圧一定 E_0 ，周波数 f_k の周期関数ならば，

$$e_k(t) = E_0 e^{i2\pi f_k t} \quad (\text{II} - 3 - 4)$$

と表わされることから， $E(f)$ は，次のようになる。

$$E(f) = E_0 \delta(f - f_k) \quad (\text{II} - 3 - 5)$$

ただし， $\delta(f)$ はデルタ関数である。

式(II-3-4)の入力に対する出力 $r_k(t)$ は，式(II-3-3)に式(II-3-5)を代入し，フーリエ逆変換することにより，次のように求められる。

$$r_k(t) = E_0 W_u(f_k) W_t(f_k) Z(f_k) e^{i2\pi f_k t} \quad (\text{II} - 3 - 6)$$

したがって，入力電圧 $e_k(t)$ と出力電圧 $r_k(t)$ の間には，次のような関係式が成立する。

$$\left| \frac{r_k(t)}{e_k(t)} \right| = |W_u(f_k) W_t(f_k) Z(f_k)| \quad (\text{II} - 3 - 7)$$

式(II-3-7)を見ればわかるように，前項での実験結果Fig. II.3.3は，この式の値を各周波数に対してプロットしたものに他ならない。

入力電圧が，時間に対してステップパルスのに作用する場合には，

$$E(f) = \frac{1}{i2\pi f} \quad (\text{II} - 3 - 8)$$

であることより、式(Ⅱ-3-3)を用いて、その出力 $R_s(f)$ は、次のようになる。

$$R_s(f) = \frac{1}{i2\pi f} W_u(f) W_t(f) Z(f) \quad (\text{Ⅱ-3-9})$$

これより、入力電圧がステップパルスの場合には、以下のような関係式が成立する。

$$|i2\pi f R_s(f)| = |W_u(f) \cdot W_t(f) \cdot Z(f)| \quad (\text{Ⅱ-3-10})$$

式(Ⅱ-3-7)と式(Ⅱ-3-10)の右辺を比較することによって、前項の実験結果に対しては、次のような関係が成り立つことになる。

$$\left| \frac{r_k(t)}{e_k(t)} \right| = |i2\pi f_k R_s(f_k)| \quad (\text{Ⅱ-3-11})$$

さらに、特別の場合として、Fig.Ⅱ.3.2において2個のAE変換子を接続せずに、発振器から直接に計測系に電圧を入力した場合には、式(Ⅱ-3-6)、式(Ⅱ-3-9)によって、

$$\left| \frac{r_k(t)}{e_k(t)} \right| = |i2\pi f_k R_s(f_k)| = |W_u(f_k)| \quad (\text{Ⅱ-3-12})$$

が成立することがわかる。

この式から、AE変換子を除く計測系の周波数応答特性 $W_u(f)$ が求められる。

これを検討するために、Fig.Ⅱ.3.2のシステムから2個のAE変換子を取り除き、次のような実験を行った。

まず、式(Ⅱ-3-12)の左辺の値を求めるために、前項での実験と同様に、10kHz～300kHzまで10kHz毎に振幅一定のSIN波形電圧を発振器から入力し、そのとき計測系から得られる平均出力電圧を求めた。次に、ステップパルス電圧を入力した場合の出力波形を、サンプリング間隔100nsec(基本周波数 $\Delta f \doteq 10\text{kHz}$ である。)でウェーブメモリに記憶させた。このデータをフーリエ変換し、式(Ⅱ-3-12)の中辺の値を求めた。

結果をFig.Ⅱ.3.6に示す。図のa)は、ステップ電圧パルス入力時の計測系からの出力波形である。記録波形はステップ関数とならず、10kHz～300kHzに設定したフィルターの効果がよく現われている。式(Ⅱ-3-12)の値は、図のb)に示した。*印が左辺の値であり、実線が中辺の値であり、どちらもピーク値で正規化してある。図より2つの実験の結果は全く一致しており、

このシステムを線形システムと考える妥当性が示された。さらに、式(Ⅱ-3-12)の右辺より明らかなように、この図は $|W_u(f)|$ なる計測系の周波数応答を示していると考えられる。その結果

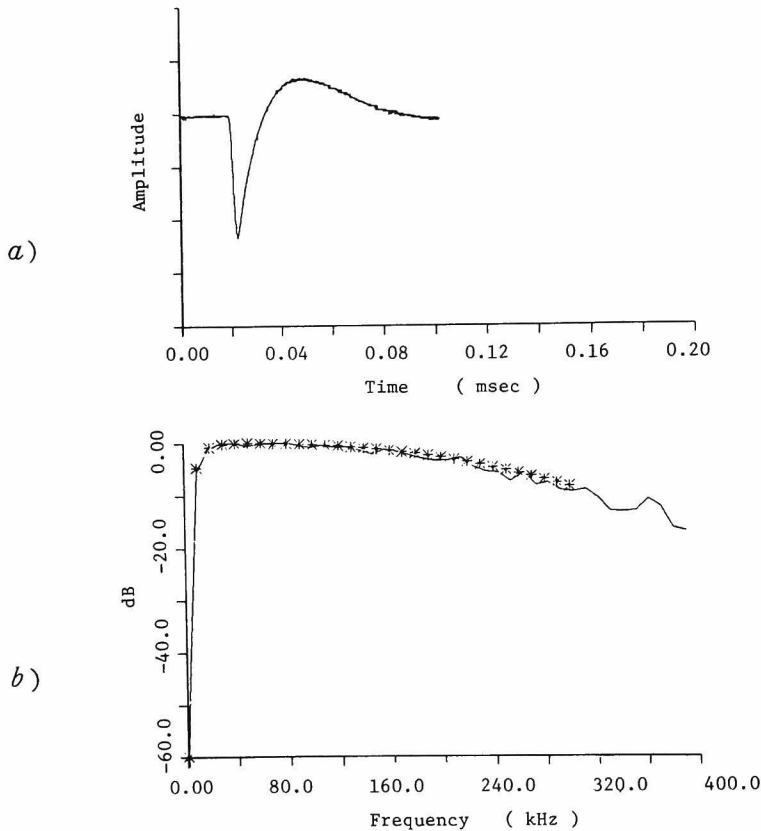


Fig.II.3.6 Response of a monitoring system for an electric step pulse,

a) detected waveform and b) frequency response.

は、高周波数域になるとやや応答が悪くなっているが、全体的に非常に平坦な特性を示している。この図を、Fig.Ⅱ.3.3と比較すれば、問題なのは $W_i(f)$ であり、 $W_u(f)$ の応答特性は周波数分析で問題とならない。例えば、 $|W_u(f)| = \text{Const.}$ と考えてもよいことがわかる。

次に、Fig.Ⅱ.3.2と同じシステムによって、式(Ⅱ-3-11)の検討を行った。AE変換子としては、前項で解析した900BA-4Dと比較のために905Sを用いた。

その場合の結果を、Fig.Ⅱ.3.7に示す。前と同様に、905S、900BA-4Dどちらの結果においても、式(Ⅱ-3-11)の左辺と右辺の結果は非常によく一致しており、この式の成立が確かめられた。ここで、 $|W_u(f)| = \text{Const.}$ と考えてもよいという前回の実験結果によって、図の曲線は式(Ⅱ-3-10)によれば、 $|W_i(f)Z(f)|$ を示していることになる。それゆえ、AE変換子のみ

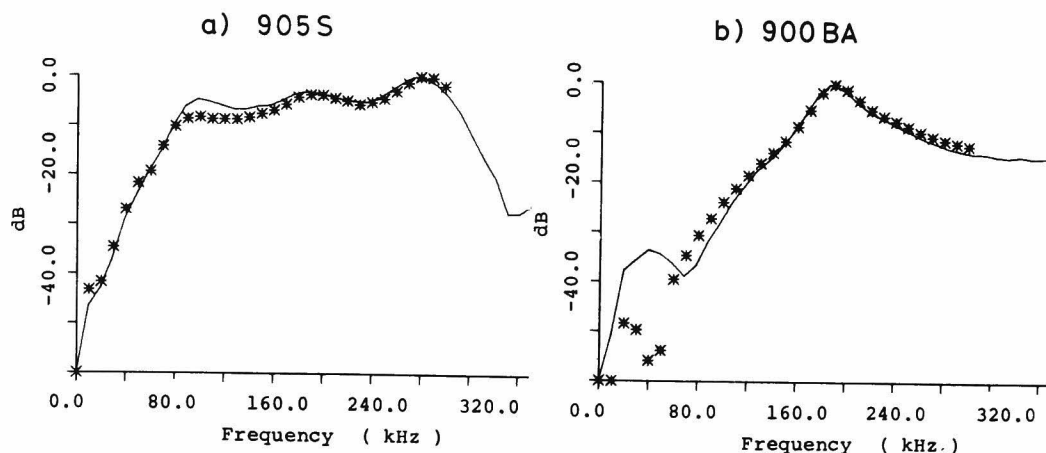


Fig.II.3.7 Frequency response curves of transducers.

の周波数応答特性 $|W_i(f)|$ に関係した特性を表わしているであろう。図の結果によれば、A E変換子 900BA-4Dは、200 kHz 付近にのみただ1つのピークを持つ応答特性を示している。これは前項の解析結果と非常によく対応していることがわかる。

3.2.3 A E変換子の周波数応答特性の補正法

前項までの結果から、A E波動を検出しスペクトル分析を行えば、スペクトルにA E変換子の応答特性が反映されることが予想される。¹⁶⁷⁾

これを検討するために、次章での実験で使用するコンクリートの割裂試験用供試体によって、予備実験を行った。

割裂試験では、第I部の破壊源探査での結果から、载荷軸を含む面の近傍に破壊源が存在することが知られている。そこで、载荷軸を含む面に対称な供試体側面の相対する位置に、3.2.1項で検討した変換子900BA-8Dと905Sを設置し、载荷の初期に発生するA E波動を検出した。その検出波形とスペクトル解析結果をFig.Ⅱ.3.8に示す。図の波形は、1 μ secのサンプリング時間間隔で記録したものである。それぞれの波形のスペクトルを見れば、100 kHz 付近のピークの他に、900BA-8D で検出された波形のスペクトルには220 kHz 付近に2次的なピークがあることがわかる。それは、Fig.Ⅱ.3.3に見られるA E変換子900BA-8Dの共振周波数とよく一致している。

このように、検出されたA E波動のスペクトルは、A E変換子の周波数応答特性に依存することが確かめられた。また、Fig.Ⅱ.3.3およびFig.Ⅱ.3.7を参照すれば、300 kHz までの周

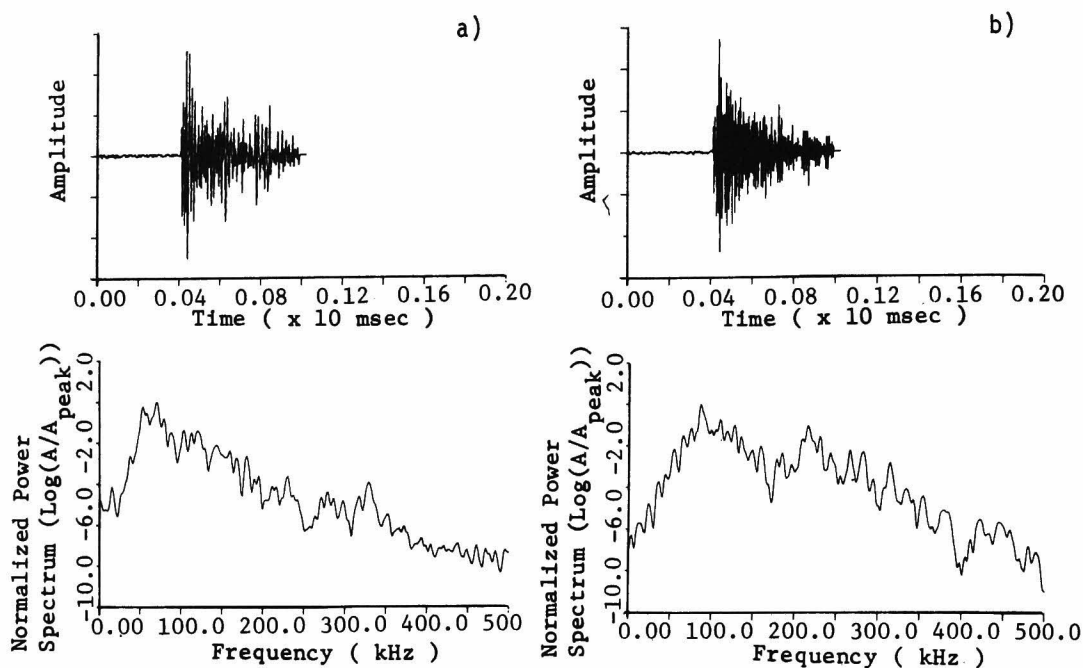


Fig.II.3.8 AE waveforms and power spectra of the same AE phenomenon during a split test of concrete, detected by the transducer of a) 905S and b) 900BA-8D.

波数帯では、905Sの応答特性はかなり平坦であることから、検出波動のスペクトルへの影響は少ないと思われる。

この結果より、900BA-4D, 900BA-8Dのような計測周波数帯に卓越した共振周波数を持つ変換子から検出されたAE波動のスペクトルを検討するには、その影響を除去することが必要であろう。

しかしながら、これに関しては、まだ、確立された方法がない。そこで、以下ではそのような補正の手法を検討する。

(1) 補正法-A

第1章で述べた式(Ⅱ-1-52)に基づいて考察する場合に、3.2.1項の検討から $|W_s(f)|$ は平坦な応答特性を示すことがわかっている。これより、位相特性を別にすれば、検出点でのAE波動の周波数特性は、次式より得られることになる。

$$\left| \frac{R(f)}{W_t(f)} \right| = |W_s(f) S(f)| \quad (\text{Ⅱ}-3-13)$$

本節でのこれまでの結果では、 $|Z(f) W_i(f)|$ がすでに求められており、さらに、変換子 900 BA-4D は検出される周波数帯では、ほぼ縦効果の振動子と考えてよいことがわかっている。前述の圧電材料に関する諸研究によれば、縦効果の変換子では電圧を印加した場合に発生する変位はその電圧に比例することが知られている。⁴⁵⁾ それは、この場合では、 $Z(f)$ が定数であることに対応する。したがって、 $|Z(f) W_i(f)|$ の特性は、近似的に $|W_i(f)|$ の応答特性を表わしていると考えられる。

そのとき、式(Ⅱ-3-13)は次のようになる。

$$\left| \frac{R(f)}{Z(f) W_i(f)} \right| \approx |W_s(f) S(f)| \quad (\text{Ⅱ-3-14})$$

上式の妥当性を調べるために、モルタルの割裂用供試体に、900 BA-4D と 905 S の変換子を前と同様に設置し割裂試験を行った。そして、载荷の初期に検出された AE 波形のフーリエスペクトルを求め、前項の Fig.Ⅱ.3.7 に示した $|Z(f) W_i(f)|$ の曲線の値を用いて、式(Ⅱ-3-14)の左辺の式により、これを補正した。この場合、変換子は破壊源に対し対称の位置にあり、式(Ⅱ-3-14)の $W_s(f)$ は、2つの変換子のどちらに対しても、ほとんど同じと考えられる。

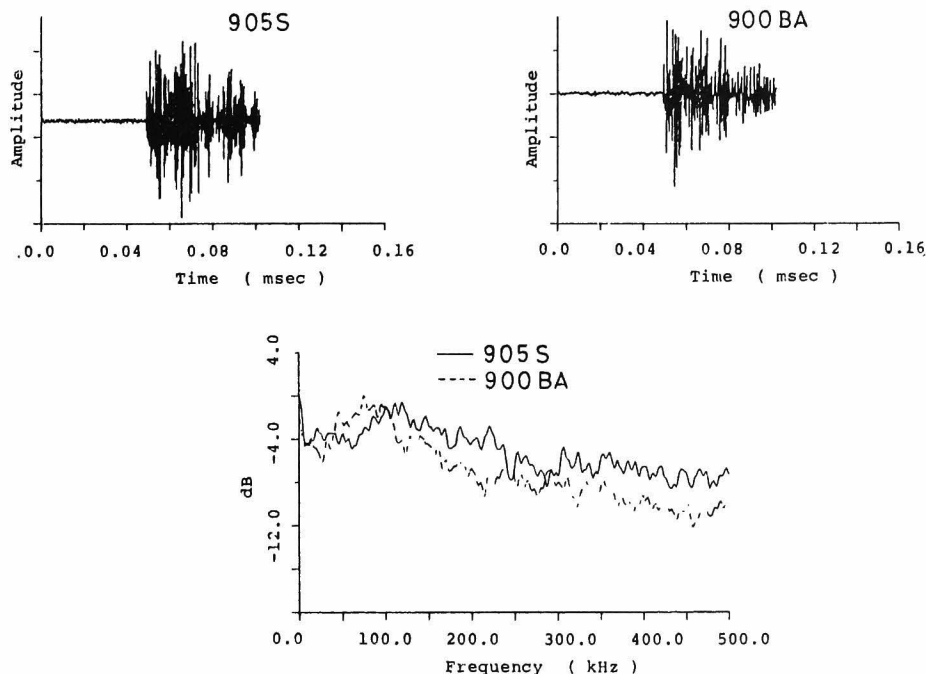


Fig.II.3.9 Detected AE waveforms and calibrated spectra of the same AE phenomenon generated during a split test of mortar.

それゆえ、本実験によって得られる補正されたA E波動のスペクトルは、A E変換子905S, 900BA-4Dのどちらから検出されたものでも、ほとんど変わらないことが期待される。

実験結果の1例として、A E変換子905Sと900BA-4Dそれぞれより検出されたA E波形と、その補正されたスペクトルをFig. II. 3. 9に示す。2つのスペクトルは、完全には一致していないが、広い周波数にわたりかなりの類似が見られる。実際には、発生機構、発生源の位置、伝播経路等の影響があると考えられるため、本補正法により変換子の周波数応答特性の影響はほぼ除去しえると思われる。

(2) 補正法-B

上述の補正法-Aにおいて補正の際に使用したのは、同じ2個のA E変換子を貼り合せた実験から得られた周波数応答特性 $|Z(f) W_t(f)|$ であった。式(II-3-13)を見ればわかるように、実際に必要なのは $|W_t(f)|$ である。そこで、縦効果変換子では $Z(f)$ が定数と考えられるという仮定に基づいて、 $|Z(f) W_t(f)|$ を採用した。しかし、 $Z(f)$ の性質をそう仮定することは、困難であるかも知れない。

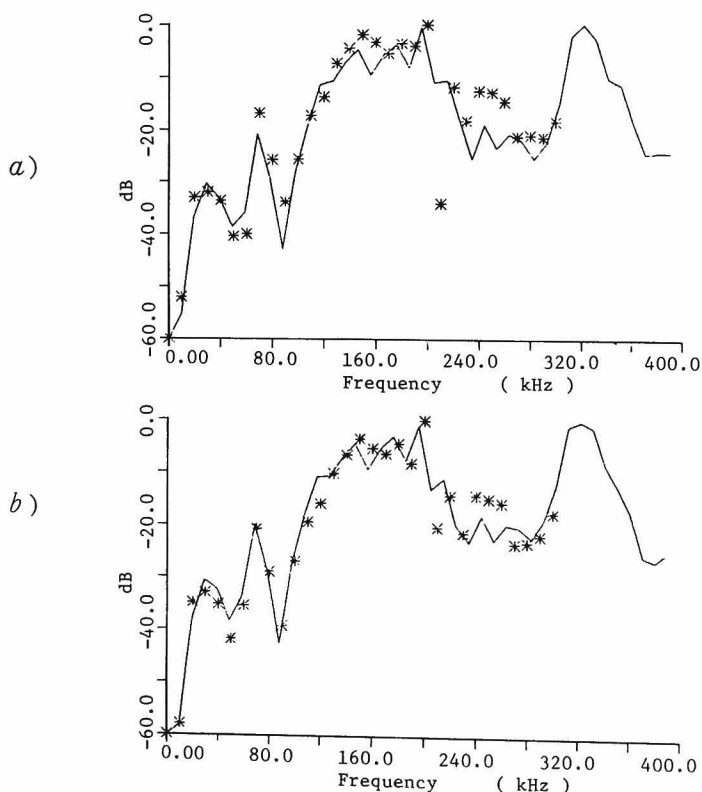


Fig.II.3.10 Frequency response of transducers obtained by the comparison method, a) 905S to 906S and b) 906S to 905S.

$Z(f)$ と $W_t(f)$ の関係を調査するために、Fig. II 3.2の計測系で、2つの異なる変換子を用いた実験を行った。採用した変換子は、これまでの実験で使用した905Sと新たな市販のAE変換子906S（商品名、NE社製、共振周波数2MHz）である。既述のAE変換子900BA-4Dあるいは900BA-8Dを選ばなかった理由は、905Sの径は10mmであり900BAとは径が異なるため、縦効果以外の振動を生じる恐れがあったからである。906Sは、共振特性が異なるが形状は905Sと全く同じである。

実験結果をFig. II.3.10に示す。図よりこの場合にも、線形システム論に基づいた式（II-3-11）がよく成立していることがわかる。そして、注目すべきことは、905Sから906Sへの場合と906Sから905Sへの場合で、その出力のスペクトルの結果が全く変わらないことである。この結果に基づいて、以下のような補正法を考案した。

Fig. II.3.10の結果より、入力側のフーリエ変換 $Z(f)$ と出力側のフーリエ変換の間に、次の関係式が成立すると考える。

$$|Z_i(f) \cdot W_u(f)| = |Z_j(f) \cdot W_u(f)| \quad (\text{II}-3-15)$$

ここで、 i, j は異なるAE変換子を表わしている。上式は、Fig. II.3.10に基づいて、入力側と出力側を変換しても、その応答が変化しないということを式に表わしたものである。

したがって、

$$\left| \frac{Z_i(f)}{W_u(f)} \right| = \left| \frac{Z_j(f)}{W_u(f)} \right| \equiv k \quad (\text{II}-3-16)$$

と置くことができ、ある変換子を入力側と出力側にした場合の関係は、次のようになる。

$$|Z(f)| = k|W_t(f)|$$

これを式（II-3-10）に代入すれば、

$$|i2\pi f R_s(f)| = k|W_u(f)||W_t(f)|^2 \quad (\text{II}-3-17)$$

となる。

$|W_s(f)|$ は定数と考えられることから、ピーク値で正規化されたスペクトルを考えている場合には、式(Ⅱ-3-17)の左辺の値の平方根をとることにより、 $|W_t(f)|$ の値を得ることができる。

ここまでの結果を検討するために、Fig.II.3.11)に示すような実験を行った。使用したのは、前と同じモルタル供試体($\phi 15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$)である。図に示すように、供試体上面の中心に設置した変換子905Sにステップパルス電圧を入力し、その点から等距離で対称な位置に配置した3種類のAE変換子(905S, 900BA-4D, 906S)により伝播波を検出し、サンプリング時間間隔 $1\mu\text{sec}$ でカセットテープに収録した。そして、別に前述の予備実験によって、それぞれの変換子の $|W_t(f)|$ を求め、これにより本実験結果のフーリエスペクトルを補正した。

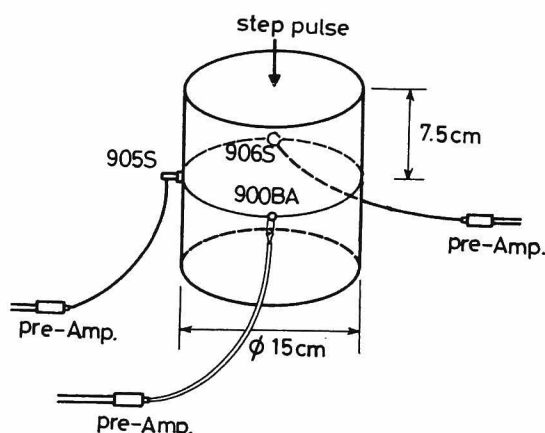


Fig.II.3.11 Sketch of a experiment for the calibration method-B.

その結果をFig.Ⅱ.3.12に示す。図を比較すれば、905Sと906Sの場合の補正後のスペクトルはよく一致している。ただし、900BA-4Dの場合には、他の2種類に比べ、高周波成分のスペクトルがやや少なくなっている。

このように、本項では、2種類の補正法について考察し、どちらでも補正後のスペクトルの全体的な類似が得られることが認められた。これらの補正法は、完全なものとは言えないが、AE変換子の周波数応答特性が平坦でなく、非常に不規則な場合の補正法としては、意味があると考えられる。

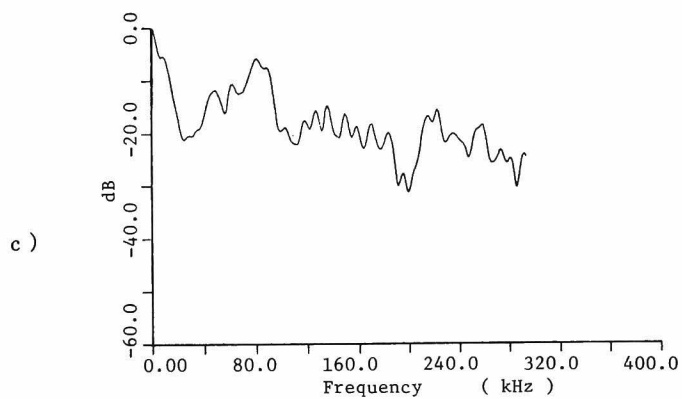
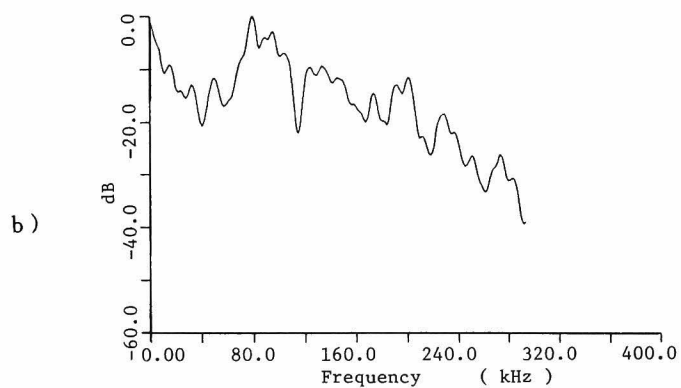
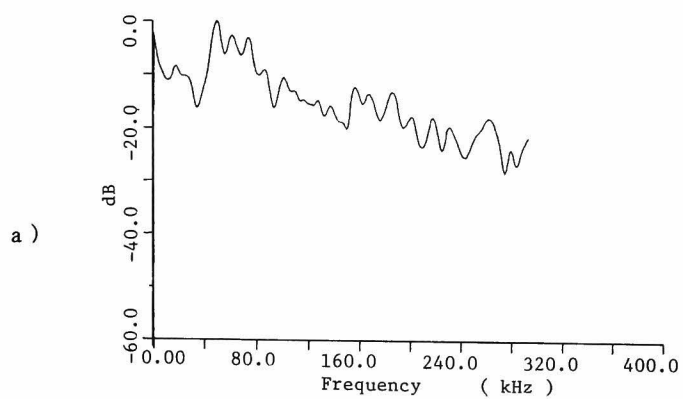


Fig.II.3.12 Calibrated spectra obtained by a) the transducer 905S, b) 900BA-4D , and c) 906S.

3.3 コンクリート材料におけるA E波動の周波数分析

3.3.1 実験概要

(1) 実験方法

本実験で使用したA E波形の計測および記憶装置は、前章で詳しく述べたとおりである。本節では、コンクリート材料においてA E波形の周波数成分について検討した例がほとんどないことに留意し、それがパラメーターとしてどのような特性を示すかに着目して考察を行う。そのため、A E変換子としては、前節の結果より最も平坦な応答特性を示すことのわかっている905Sを採用することにした。実験では、検出波形は、1波形を1 μ secのサンプリング時間間隔で1024個の離散化データとして、カセットテープに収録した。

供試体としては、代表的な室内試験を行うことを目的として、一軸圧縮用供試体（ $\phi 10\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ ）、割裂用供試体（ $\phi 15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ ）、単鉄筋はり供試体（ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ 、異形鉄筋D10 1本使用）の3種類を作成した。その配合をTable II.3.3に示す。ここで、C2という

Table II.3.3 Mix proportion of mortar and concrete.

	Maximum gravel size (mm)	W/C (%)	S/a (%)	C (kg/m ³)	W (kg/m ³)	S (kg/m ³)	G (kg/m ³)
Mortar		60	-	595	357	1190	
Concrete C1	10	63	34	313	197	626	1252
Concrete C2	10	62.5	39	318	199	720	1147

配合は、3.3.3項のランニングスペクトルの検討に関する実験でのみ使用したコンクリートの配合を示している。これらの供試体は、全て打設後1日を経て脱型し、その後1ヶ月間恒温室で20℃での水中養生を行った。その28日強度は、Table II.3.4に示した。

Table II.3.4 Strengths of concrete and mortar specimens at twenty-eight days.

	Compressive Strength (kg/cm ²)	Splitting Tensile Strength (kg/cm ²)
Mortar	370	21
Concrete C1	346	31
Concrete C2	332	25

(2) スペクトル解析法

A E の周波数分析法は、他の波動現象におけるスペクトル分析¹⁸⁶⁾と何ら変るところはない。したがって、フーリエスペクトルなどは、前節の予備実験では、別にことわりもなく使用してきた。以下では、さらにパワースペクトル、ランニングスペクトル、自己相関、コヒーレンスなどのスペクトル分析に関する量を導入する。そこで、それらについて、簡単にふれることにする。

a) フーリエスペクトルとパワースペクトル

今、時刻歴 $x(t)$ のフーリエ変換を $X(f)$ とすれば、それは、次のように定義される。

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (\text{II} - 3 - 18)$$

また、フーリエ逆変換は、次のようになる。

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f) e^{i2\pi ft} df \quad (\text{II} - 3 - 19)$$

このとき、周波数領域で、周波数 f に対する振幅 $|X(f)|$ がフーリエスペクトル、 $x(t)$ の継続時間を T として、時刻歴の平均エネルギーに関係した量 $\frac{1}{T} |X(f)|^2$ がパワースペクトルと定義される。

上式を、標本点間隔 Δt 、標本数 N の離散的な時刻歴 $x_m = x(m \Delta t)$ に適用すれば、有限フーリエ変換、逆変換として、次のように表わされる。

$$C_k = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} x_m e^{-\frac{i2\pi km}{N}} \quad (\text{II} - 3 - 20)$$

$$x_m = \sum_{k=0}^{N-1} C_k e^{\frac{i2\pi km}{N}} \quad (\text{II} - 3 - 21)$$

このとき、継続時間 $N \Delta t = T$ として、フーリエスペクトル、パワースペクトルは、それぞれ、 $T |C_k|$ 、 $T |C_k|^2$ で与えられる。ここで、基本周波数 f_1 は、 $f_1 = \frac{1}{N \Delta t}$ であり、よく知られているように、 $f_k = \frac{k}{N \Delta t}$ として、上述のスペクトルは $f_{N/2}$ に対して対称となる。 $f_{N/2}$ は、分解可能な限界の周波数であり、Nyquist 周波数と呼ばれている。

式 (II - 3 - 20)、式 (II - 3 - 21) の変換は、F F T 法¹⁸⁶⁾によって、簡単に行うことができる。

b) ランニングスペクトル

上述のようなスペクトルは、理論的には、定常確率過程論から導びかれている。実際には、A E現象は非定常な現象と考えられることより、非定常確率過程としての取り扱いも必要であろう。前述のスペクトルの概念は、波動現象を表わしている時刻歴の時間関数をフーリエ級数展開した場合の、フーリエ係数を求めているに他ならない。それに対して、非定常スペクトルの概念とは、時刻歴 $x(t)$ が各時刻 t までの時点で、どのようなフーリエ級数に展開されるかを考察することである。

このような理論は、最近になって盛んに研究されてきたものであり、統一された定義および方法は、まだ確立されてはいない。ここでは、Page の非定常理論¹⁸⁷⁾に基づいたランニングスペクトルを採用する。

前と同様に、時刻歴を $x(t)$ として、次のような現在の時刻 t に依存したフーリエ変換を導入する

$$X(t, f) = \int_{-\infty}^t x(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{II} - 3 - 22)$$

ことによって、非定常スペクトルとしての二乗振幅ランニングスペクトルは、 $|X(t, f)|^2$ で求められる。

非定常スペクトルとしては、このPageのランニングスペクトル以外に、Priestleyの発展スペクトル、Markの物理スペクトル、BendatとPiersolの一般化スペクトル、亀田の多重フィルタースペクトル、日野の発達スペクトルなどが知られている¹⁸⁸⁾。Pageのランニングスペクトルには幾つかの欠点が指摘されているにもかかわらず、本項で採用する理由は、定義よりわかるように $t \rightarrow \infty$ とすればパワースペクトルと一致することから、最終段階でのスペクトルが、a)の結果と同じものとして対応づけられるからである。

また、時刻 t までのトータルエネルギー $E(t)$ も検討するならば、Parsevalの等式より

$$E(t) = \int_{-\infty}^t |x(\tau)|^2 d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} |X(t, f)|^2 df$$

となる。

これらを、前と同様に離散化式で書き直せば、 $X(t, f)$ に対応して $t = n \Delta t$ と置くことにより、

$$C_{n, k} = \frac{1}{n} \sum_{m=0}^{n-1} x_m e^{-\frac{i2\pi km}{n}} \quad (\text{II} - 3 - 23)$$

が定義され、これより2乗振幅ランニングスペクトルは、 $n \Delta t |C_{n, k}|^2$ として求めることができる。さらに、トータルエネルギー $E_n = E(n \Delta t)$ は、次式で求められる。

$$E_n = \sum_{m=0}^{n-1} |x_m|^2 \Delta t \quad (\text{II} - 3 - 24)$$

(c) 自己相関とコヒーレンス

A E 波動の成分には、縦波、横波および表面波の他に、境界での反射波が含まれていることを前に述べた。そのような反射波は、波動の伝播媒体の形状などに依存して発生するため、A E の発生源とは全く無関係と考えられる。このような場合に、それらを分離して記述する量として、自己相関と¹⁸⁸⁾コヒーレンスがある。

反射あるいはエコーなどを調べるには、反射による時間遅れを考慮して、元の波形とある時間 τ だけずらした波形がどれだけ似ているかを見ればよい。それには、波形 $x(t)$ と $x(t+\tau)$ の相関を求めることになる。

このとき、 $x(t)$ と τ 時間後の 2 つの変動の積の時間平均

$$c(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) x(t+\tau) dt \quad (\text{II} - 3 - 25)$$

は、自己相関関数 (auto-correlation) と呼ばれる。さらに、隔り時間をラグ (lag) と言い、 $c(\tau)$ は τ に関して偶関数で、 $\tau=0$ で最大値をとることから、 $c(0)$ で除して正規化したものは自己相関係数と呼ぶ。

ここで、定義より関数 $c(\tau)$ は、 $c(0)$ を除いて 2 種類のピークを持つ。1 つは、元の関数 $x(t)$ が f_a という周波数成分を多く含んでいる場合には、それに対応する $\tau=1/f_a$ でピークを持つことになる。もう 1 つは、ここで対象としている他の境界での反射による時間遅れである。

反射とともに、供試体形状の影響に関して、もう 1 つのスペクトルの概念を導入する。自己相関とは、検出された 1 波形に関するものである。それに対して、もしも A E 波動の周波数成分に供試体の形状共振などが関与しているならば、ある供試体の破壊過程で発生する幾つもの A E 波形には、発生機構、発生位置に関係なく、それぞれの変動について相関があるであろう。

これには、自己相関に対して、相互相関と呼ばれる $x(t)$ と他の物理量 $y(t)$ との相関を考えたものが使用できる。それは、以下のように定義される。

$$c_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) y(t+\tau) dt \quad (\text{II} - 3 - 26)$$

ところで、a) で述べたパワースペクトルを $S(f)$ とすれば、自己相関関数と $S(f)$ の間には、**Wiener — Khintchine** の公式

$$\left. \begin{aligned} c(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} S(f) e^{i2\pi f\tau} df \\ S(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} c(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \end{aligned} \right\} \quad (\text{II} - 3 - 27)$$

が成立することが知られている。

同様に、式 (II - 3 - 27) の関係式を式 (II - 3 - 26) で定義された相互相関関数にも適用して求められるスペクトル S_{xy} は、クロススペクトルと呼ばれている。¹⁸⁸⁾

クロススペクトルは、一般に複素数の関数であり、現象の把握、記述には不便であるため、コヒーレンスと呼ばれる以下のような量 $coh(f)$ が、定義されている。

$$coh^2(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)} \quad (\text{II} - 3 - 28)$$

ここで、 $S_{xx}(f), S_{yy}(f)$ は、 $x(t), y(t)$ それぞれのパワースペクトルを表わしている。

コヒーレンスの物理的意味は、式 (II - 3 - 28) からわかるように、強い相関があれば 1 であり、全くなければ 0 となるということである。したがって、実験より得られる A E 波形において、同じ供試体での波形間のコヒーレンスをとれば、供試体形状による共振に関係した周波数成分については、強い相関が表われると思われる。

3. 3. 2 A E 波動のスペクトル特性に関する実験¹⁸⁹⁾

本項の実験の際には、一軸圧縮試験では載荷速度は 1 ton/40 秒とし、その荷重を 1 ton 増加する間に、2 個づつ A E 波形を収録した。また、割裂試験、単鉄筋はりの曲げ試験では、0.5 ton/40 秒の載荷速度で、0.5 ton の荷重増加の間に 2 個づつの A E 波形を、やはり終局破壊まで収録した。これらの収録された波形は、全て F F T 法を用いて式 (II - 3 - 20) のフーリエ変換を行い、パワースペクトルを求めた。このとき、Hanning のウィンドウを用いてスペクトルの平滑化を行った。^{186) 188)} 採用した平滑回数は、10 回である。3. 3. 1 項で述べたように、サンプリング時間間隔は 1 μ sec であり、分析の際に Nyquist 周波数は 500 kHz となる。これは、計測周波数帯である 10 kHz ~ 300 kHz に対応している。そして、本項の結果に対しては変換子として応答のかなり平坦な 905 S を使用したこと、およびコンクリート材料における A E 波動のスペクトルがどのようなかをまず知ること为目标としたために、A E 変換子の応答特性の補正は行わなかった。

一軸圧縮試験の結果、求められた代表的な A E 波動のパワースペクトルの例を Fig. II. 3. 13

に示す。図のスペクトルは、全てピーク値で正規化して示してある。図より、低応力下では、コンクリート モルタル供試体ともに、そのスペクトルは100 kHz 以下の低周波数域に顕著なピークを持っていることがわかる。コンクリート供試体では、その後、図に示したようなピーク周波数が高周波数域へと移動したのが見られるようになる。モルタル供試体では、そのような傾向は見られない。そして、終局破壊直前では、コンクリート供試体、モルタル供試体ともに、低周波数域と高周波数域でのスペクトルの成分の差異があまりなくなっている様子が見られる。このような、ス

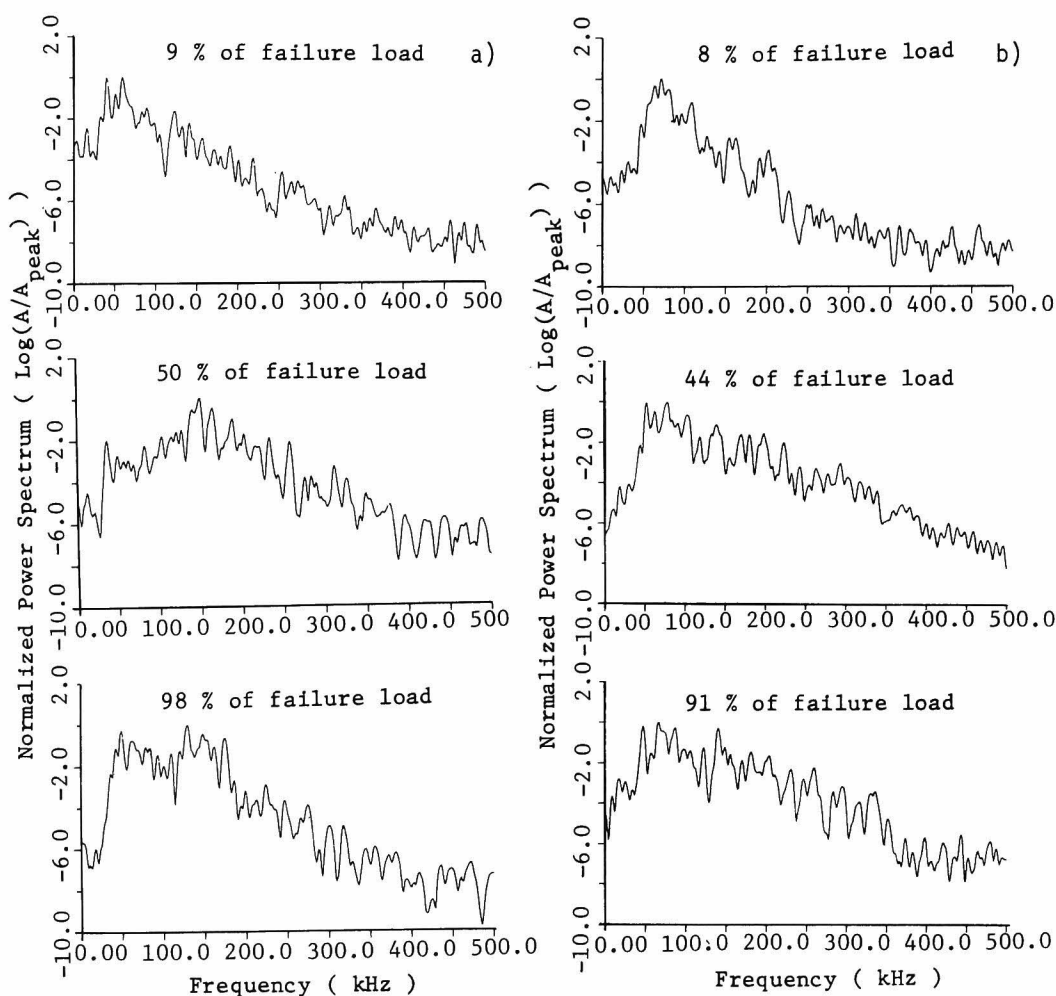


Fig.II.3.13 Power spectra of AE waveforms detected during a uniaxial compression test in a) concrete and b) mortar.

ペクトル成分の変化は、コンクリート、モルタル供試体の一軸圧縮過程での内部構造の変化を反映しているものと考えられる。

次に、割裂試験での結果をFig. II. 3. 14に示す。図によれば、終局破壊直前におけるモルタル供試体での結果を除けば、そのスペクトルの成分は破壊過程に伴ってほとんど変化せず、どれも

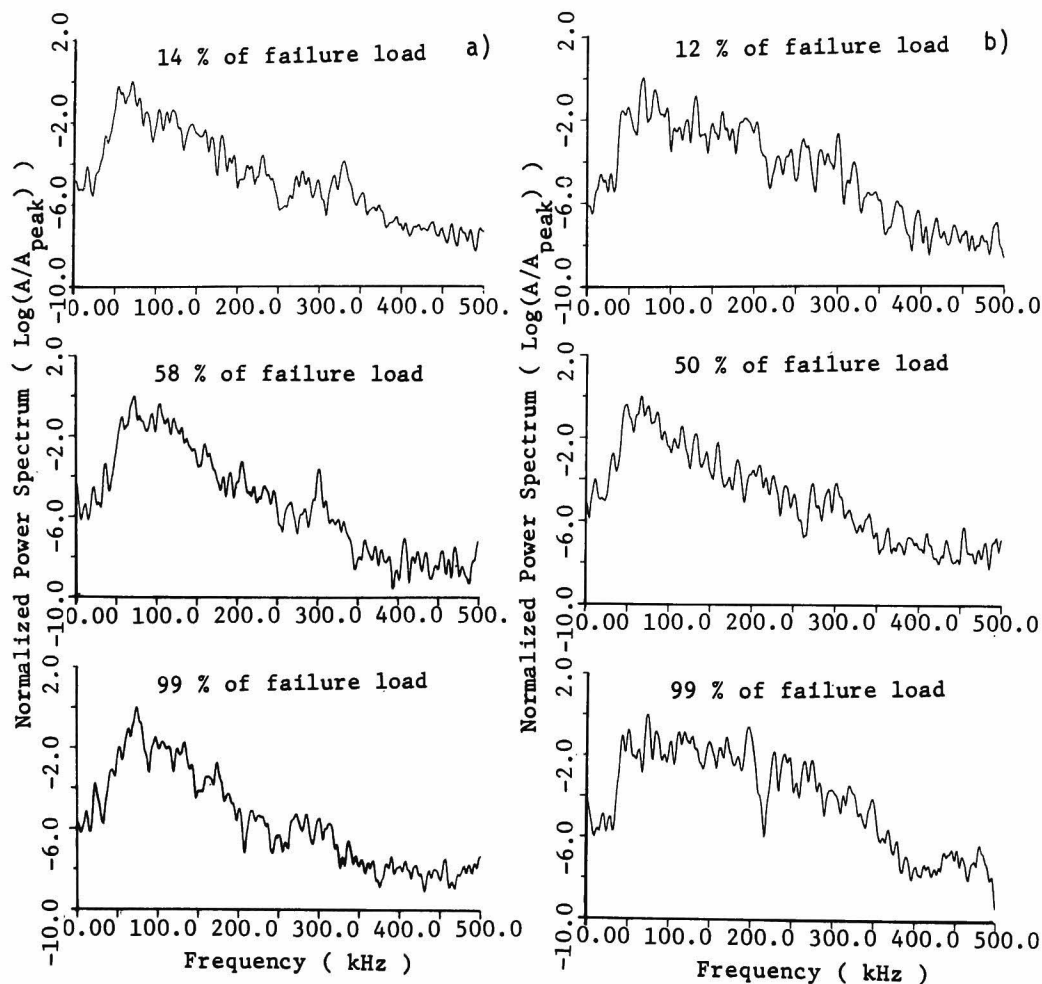


Fig.II.3.14 Power spectra of AE waveforms detected during a split test in
a) concrete and b) mortar.

同じように低周波数域に卓越したピークを有している。この結果から、割裂試験では、AEの発生機構、言い換えれば材料の微小破壊の機構はその過程でほとんど変化しないことが推察される。

単鉄筋はりの曲げ試験結果でのパワースペクトルの例をFig. II. 3. 15に示す。図によれば、

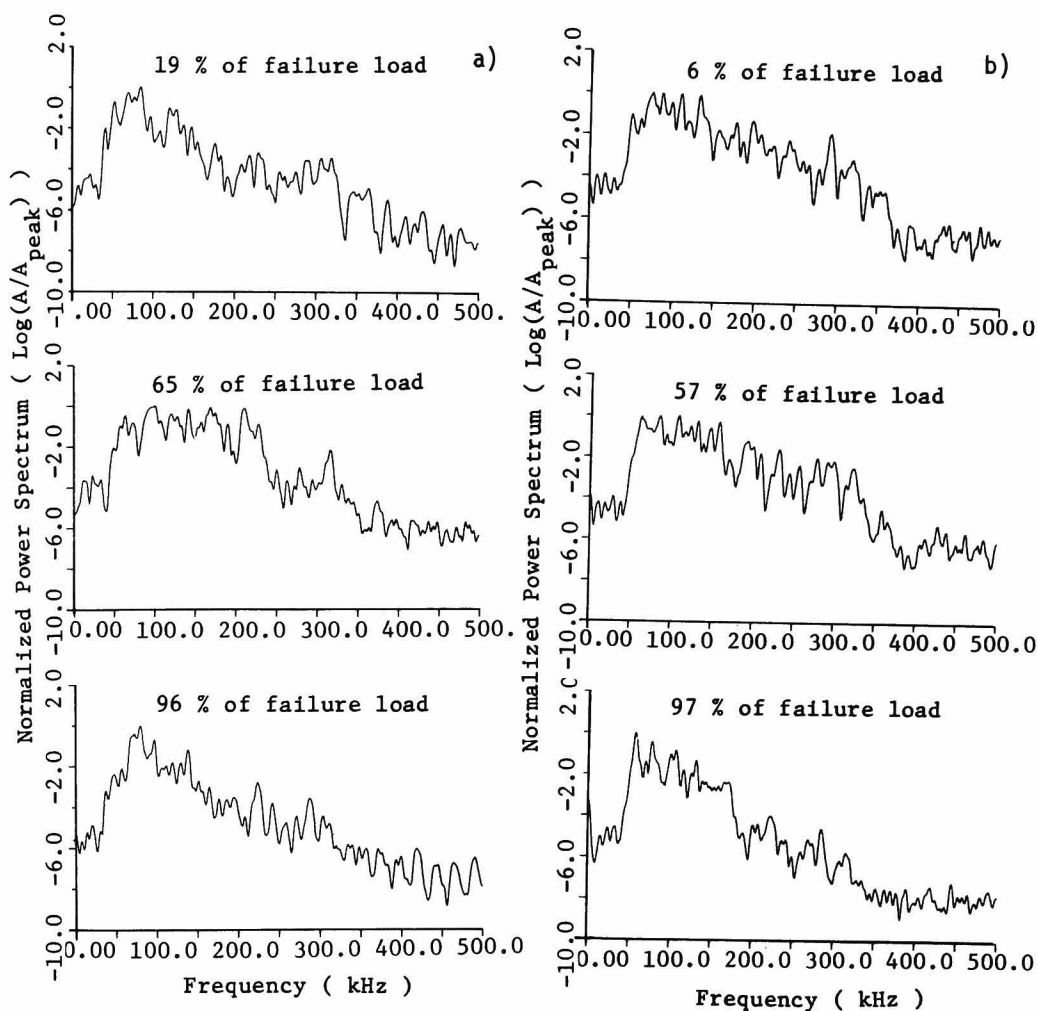


Fig.II.3.15 Power spectra of AE waveforms detected during a bending test
of a reinforced beam in a) concrete and b) mortar.

そのスペクトルは破壊の過程を通してかなり大きく変動しているのがわかる。これは、鉄筋補強はりの破壊過程におけるA Eの発生機構の多様性と関係しているであろう。さらに、コンクリート、モルタル供試体ともに、終局破壊直前のA E波動のスペクトルでは、高周波成分の減少が著しい。鉄筋補強はりでは、その終局段階ではすでに多くの内部クラックが発生しているため、それによって高周波成分の減衰が生じたものと考えられる。

本項での実験結果より、A E波動のスペクトル特性は、材料組織および破壊形態により、その破

壊過程で特徴的な様相を示しており、スペクトル成分の変化は、コンクリート材料の破壊過程における内部構造の変化と対応していることが認められた。それゆえ、周波数分析によって材料の破壊過程を把握するというような非破壊試験への応用可能性も示されたと考えられる。

3.3.3 AE波動の非定常スペクトル特性に関する実験

2乗振幅ランニングスペクトルを求めるには、式(Ⅱ-3-23)よりわかるように、各時刻に対して求めることもできる。しかし、そのようなことは、スペクトル全体の処理時間に対してあまり益がないと考えられた。そこで、1024個の1波形のデータを4つに分割し、式(Ⅱ-3-23)で $n=250, 500, 750, 1000$ の4つの場合の2乗振幅ランニングスペクトル求めた。ただし、実際の演算ではFFT法を使用したため、データが2のべき乗個となるように、後続の0を加えたもので行った。また、各時刻毎のトータルエネルギー $E(t)$ の変動を把握するために、式(Ⅱ-3-24)により E_n を求めることにした。

実験は、3.3.1項で述べたように、コンクリートの配合が異なる点を除けば、前項と同様に行った。

コンクリートの一軸圧縮試験における結果の例を、Fig.Ⅱ.3.16, Fig.Ⅱ.3.17に示す。

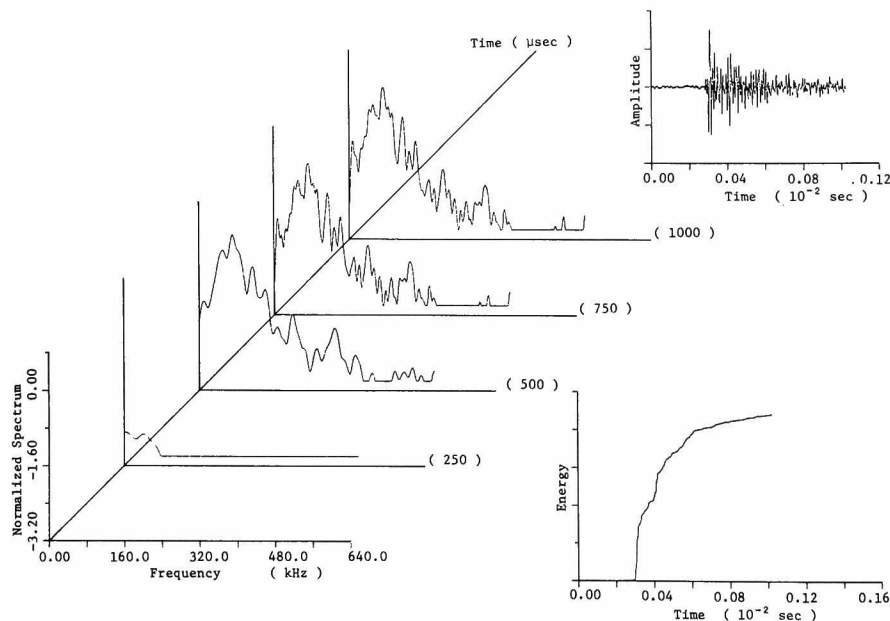


Fig.II.3.16 Running spectra of AE waveform detected during a uniaxial compression test in concrete at 4 % of failure load.

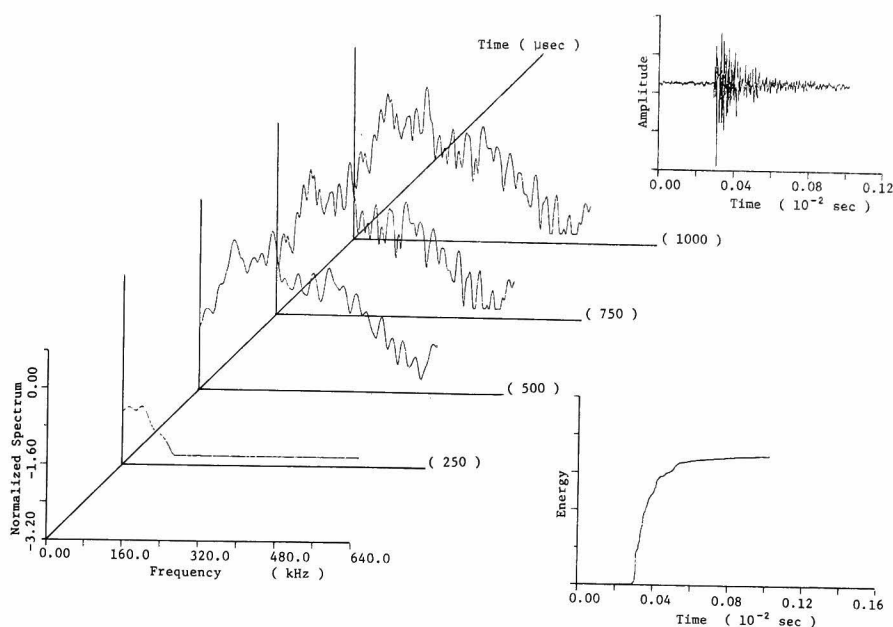


Fig.II.3.17 Running spectra of AE waveform detected during a uniaxial compression test in concrete at 99 % of failure load.

前項の実験結果を参考にして、载荷の初期と終局破壊直前で検出されたものを選んだ。図の右上が検出波形、左下が前述の4段階での2乗振幅ランニングスペクトルを示したもので、奥行き方向に時間軸をとり、そのスペクトルは最終段階のパワースペクトルのピーク値で正規化してある。また、右下には、トータルエネルギーを示した。

AE波形のランニングスペクトルの時間的変動を見れば、 $250\mu\text{sec}$ までの初動部分のスペクトルでは低周波数域のみに主な成分があるのがわかる。そして、 $500\mu\text{sec}$ で、パワースペクトルの概形が表われ、それ以後の $750\mu\text{sec}$ 、 $1000\mu\text{sec}$ までの波形のスペクトルは先鋭化するだけである。特に、 $750\mu\text{sec}$ と $1000\mu\text{sec}$ とでは、ほとんどスペクトルに差異はない。このような結果は、他のAE波形でも認められた。また、 $T=1000\mu$ のパワースペクトルのFig. II. 3.16からFig. II. 3.17への変化は、前項のコンクリートの一軸圧縮試験の結果と同様である。トータルエネルギーの変化は、Fig. II. 3.16, Fig. II. 3.17ともにAE波形の初動 $300\mu\text{sec}$ ほどの間で急増している。その後の増加の割合は、Fig. II. 3.17の終局破壊直前の方が小さいことがわかる。

次に、モルタル供試体の一軸圧縮試験における例をFig. II. 3.18, Fig. II. 3.19に示す。この結果でも、 $1000\mu\text{sec}$ でのパワースペクトルは前項の実験結果とよく対応しており、その非定常スペクトルとしての傾向は、ランニングスペクトル、トータルエネルギーともにコンクリー

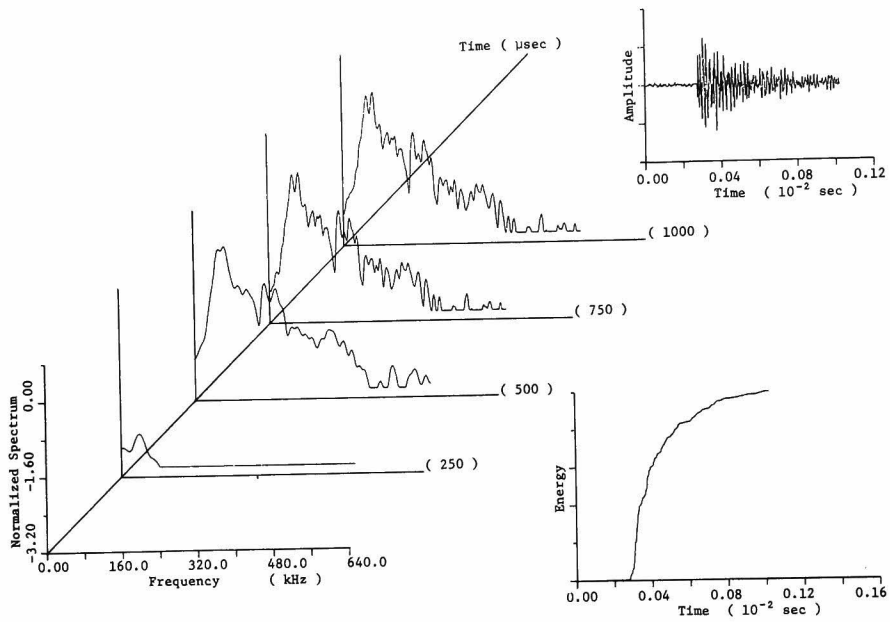


Fig.II.3.18 Running spectra of AE waveform detected during a uniaxial compression test in mortar at 4% of failure load.

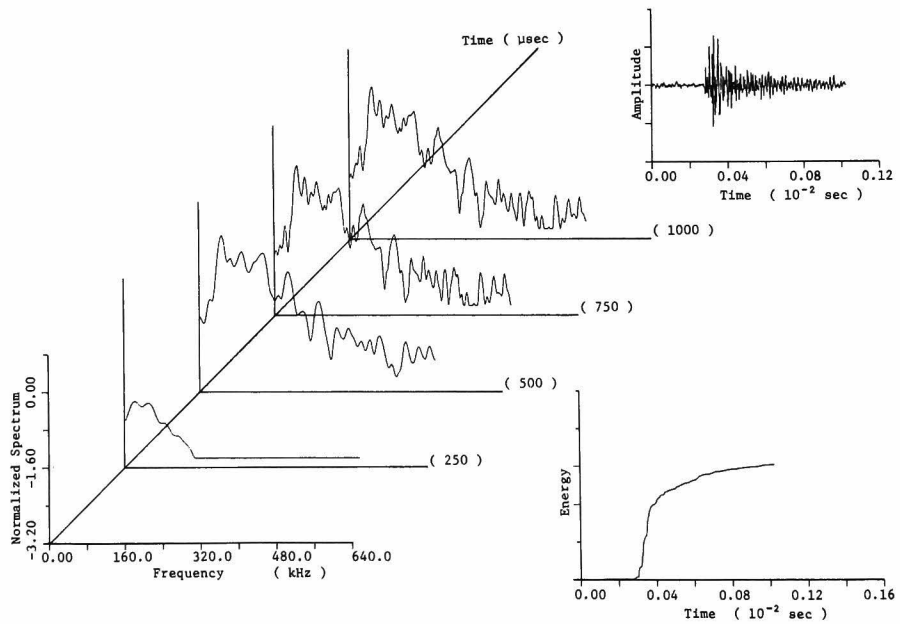


Fig.II.3.19 Running spectra of AE waveform detected during a uniaxial compression test in mortar at 85 % of failure load.

トの一軸試験の結果と同様である。

この結果、トータルエネルギーでは、 $750\mu\text{sec}$ 以後もわずかではあるが増加がみられるが、そのスペクトルは $750\mu\text{sec}$ と $1000\mu\text{sec}$ で全く変化のないことが認められた。

コンクリートの割裂試験での例をFig. II. 3. 20に示す。図より明らかなように、ランニングスペクトルについては、やはり、 $500\mu\text{sec}$ ではほぼ全体的なスペクトルの特徴が現われ、以後は先鋭化するだけである。

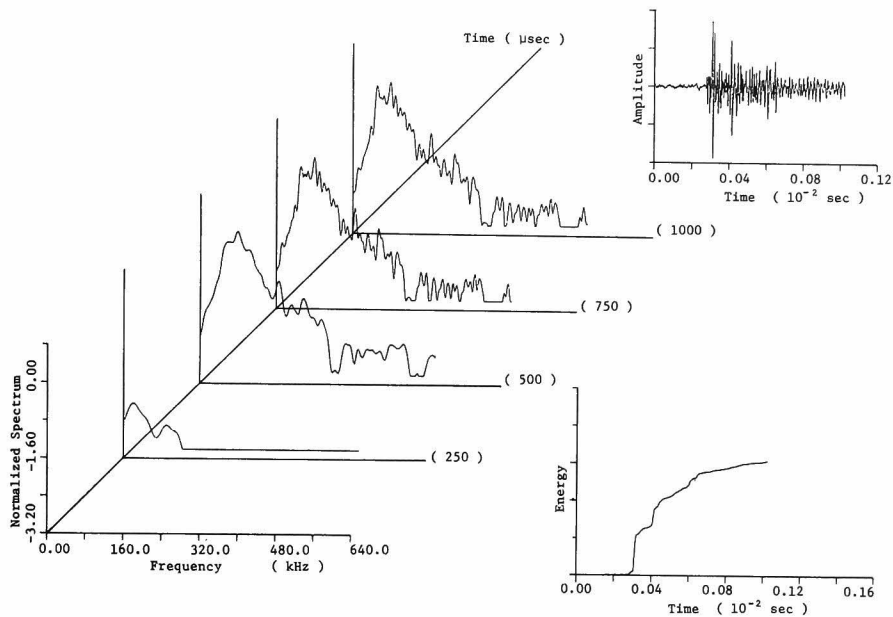


Fig.II.3.20 Running spectra of AE waveform detected during a split test
in concrete at 40 % of failure load.

トータルエネルギーは、段階的な増加の様子を示しており、これは反射波の到達の影響を思わせる。そして、この試験で検出されたAE波動の $1000\mu\text{sec}$ までのスペクトルは、前項の結果と同じく破壊過程で変化しないことが認められた。

さらに、この試験時には、前節の3.2.3項の実験と同様に、AE変換子905Sの他に、その相対する位置に900BA-8Dを設置し、2つの変換子によって検出されたAE波動のランニングスペクトルを求め、変換子の応答特性の影響を検討した。その結果をFig. II. 3. 21, Fig. II. 3. 22に示す。前と同様に、900BA-8Dによって検出されたAE波形では、 220kHz 付近に2次的なピークの存在しているのがよくわかる。そのようなスペクトルの特性は、 $500\mu\text{sec}$ までのスペクトルにすでに現われている。このことは、AE変換子の応答特性は、AE波動の後半部の

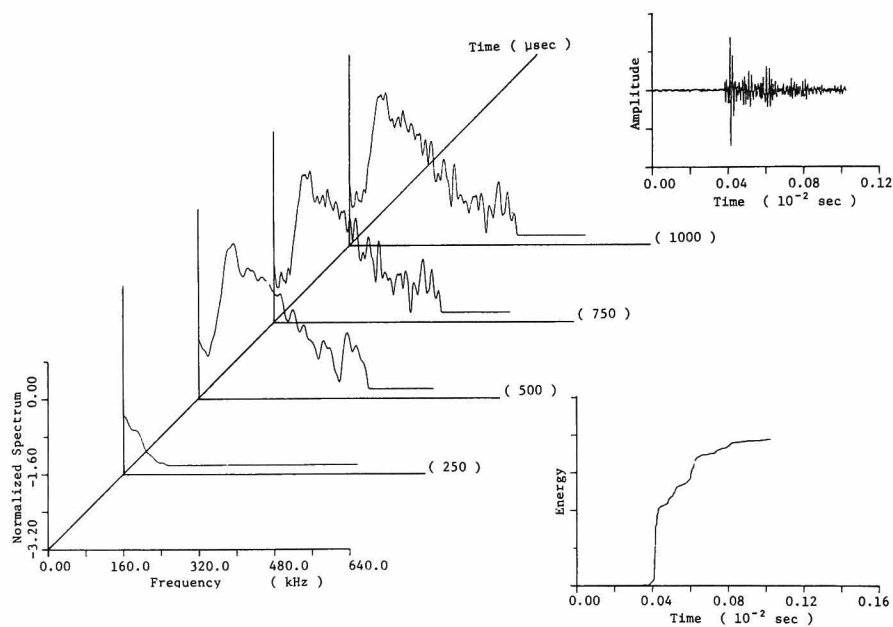


Fig.II.3.21 Running spectra of AE waveform detected by the transducer 905S.

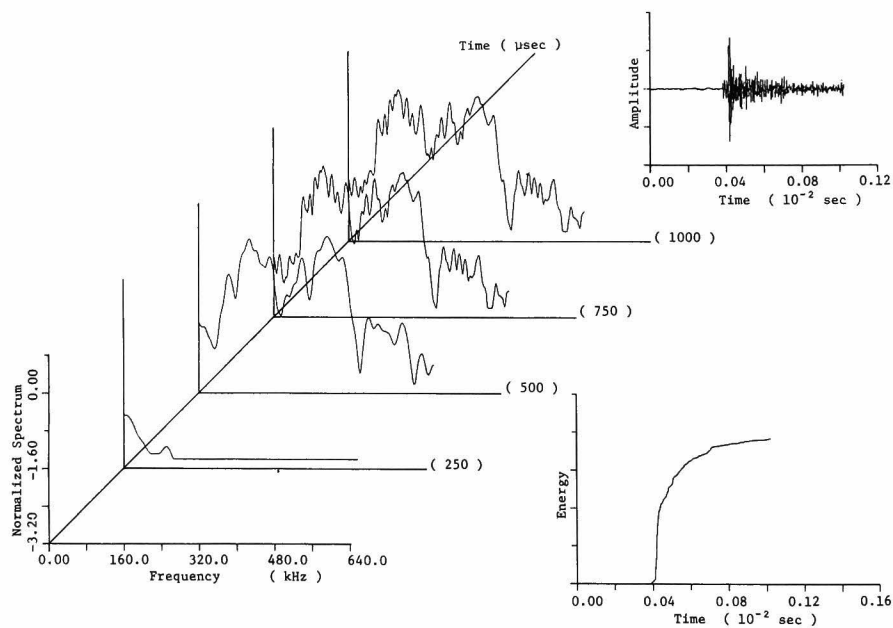


Fig.II.3.22 Running spectra of the same AE phenomenon as shown in Fig.II.3.21 detected by the transducer 900BA-8D.

分散性波動のような部分ではなく、初期の入射の瞬間から現われるものであることを示している。

最後に、モルタル供試体の割裂試験における結果の例をFig.II.3.23に示す。これも、コンクリート供試体の割裂試験と類似した結果であることがわかるであろう。また、単鉄筋はりの曲げ試験結果でも、パワースペクトルの傾向は、前項の試験と類似しており、非定常的な特徴は、上述の結果と同様であった。

本実験の結果から認められたのは、各スペクトルとも500 μsec の段階で、全体的なスペクトルの特徴が表われていることである。それ以後は、750 μsec 、1000 μsec となるにつれてスペクトルが先鋭化するのみであることが認められた。これは、離散化した標本点数が n であると

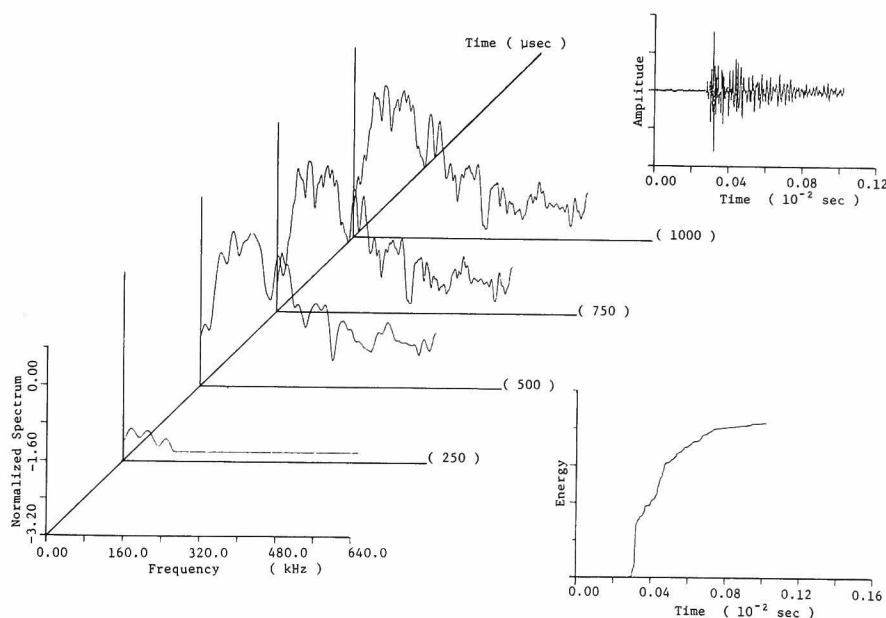


Fig.II.3.23 Running spectra of AE waveform detected during a split test
in mortar at 28 % of failure load.

き、スペクトルの基本周波数が $f_1 = \frac{1}{n \Delta t}$ となることを考慮すれば、データの個数に依存して現われたものであることがわかる。AE波動の非定常スペクトル特性は、ここでの結果によれば、250 μsec に対応する初動部分のスペクトルでは100 kHz以下の低周波成分のみを含み、全体的なスペクトルの特徴は、その後、250 μsec の間にほとんど表われてしまうと言える。このことは、トータルエネルギーの増加が、初動から約300 μsec の間に集中していることとも対応しているのである。

このような結果より、AE波形のスペクトル成分を考察するには、初期の主要部のみを周波数分

析の解析対象とすれば十分であると考えられる。また、波形の後半部に表われている分散性波動のような減衰していく部分は、A Eのエネルギーおよびスペクトル成分にほとんど関係していないことがわかった。

さらに、ここで使用した供試体の寸法が、数10 cm程度であり、コンクリート、モルタルの縦波伝播速度が $3000\text{ m/sec} \sim 4000\text{ m/sec}$ 程度であることを考慮すれば、反射波は数10 μsec 後に検出点に到達することが予測される。したがって、トータルエネルギー曲線で見られたエネルギーの段階的な増加は、反射波の到達に対応していると思われる。

3.3.4 材料の破壊過程とA E波動の周波数特性

本節では、コンクリート材料において検出されたA E波動が、実際にどのような周波数成分を含んでいるかを検討してきた。その結果、破壊形態によって検出されるA E波動のスペクトルが異なること、その主要部分は波形の初動300 μsec 程度の部分と考えられることが明らかになった。

本項では、さらに、その周波数特性と材料の破壊過程との関係および反射波の影響について考察する。

これらを検討するためのデータとしては、新に実験を行わず、3.3.2項の実験により得られたA E波形のデータを用いることにした。それは、3.3.2項と3.3.3項の実験結果において、パワースペクトルとしては、顕著な差異が見られなかったからである。

実験で得られたA E波形は、FFT法により、フーリエスペクトルを求め、ここでは、前述の補正法-Bによって、A E変換子の周波数応答特性の補正を行った。この補正は、主に、補正前と補正後でのスペクトルの差異を検討するために行った。

破壊過程とA E波動の周波数特性の関係を調べるために、個々のスペクトルにおけるピーク周波数と、その分布型を把握するために、スペクトル密度を確率分布と見ることにより変動係数を求めた。

コンクリートの一軸圧縮試験における変換子の特性の補正前と補正後の結果をFig. II. 3.24, Fig. II. 3.25に示す。これらのデータは、905Sで検出されたものであり、3.3.2項では、その応答特性が100 kHz \sim 300 kHzの間で比較的平坦であるため補正しなかった。2つの図を比較すると、全体的にピーク周波数が、補正後は低周波数域に移動している。Fig. II. 3.3, Fig. II. 3.7の結果より明らかなように、A E変換子905Sは100 kHz以下では非常に感度が悪い。そのため、これを補正すれば、逆に100 kHz以下のスペクトル成分が強調されることになる。それが、ピーク周波数が全体的に100 kHz以下へと移動した原因と考えられる。

補正前と補正後の変動係数を見れば、補正後が大きくなっていることがわかる。前節で明らかに

なったように、AE変換子にはそれぞれに特徴的な応答特性があり、具体的には様々な応答のピークを有している。補正によって、それらのピークが除かれれば、スペクトル全体としては平坦になると想像できる。これが、補正後のスペクトルの変動係数が大きくなった理由であろう。

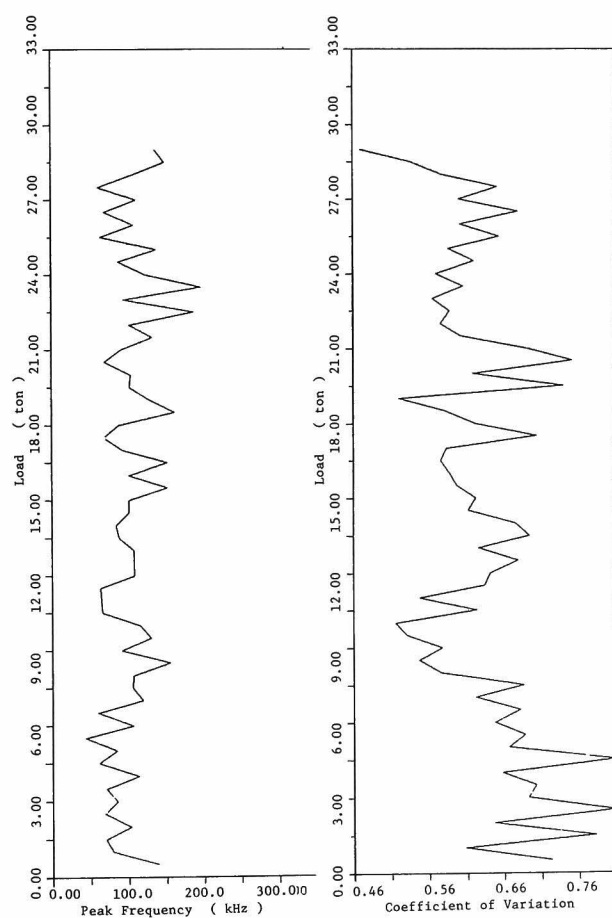


Fig.II.3.24 Peak frequency and coefficient of variation in a uniaxial compression test of concrete obtained from the uncalibrated data.

Fig. II. 3. 25の結果によれば、一軸圧縮試験の破壊過程で、ピーク周波数、変動係数はかなり変化している。全体的な傾向としては、ピーク周波数は、過程の後半では、少々、高周波数側に移動しており、変動係数は小さくなっている。このことは、A E波動の周波数特性が、高周波数側のピークの付近に主要な成分を持つスペクトルへと変化していくことを表わしている。

他の試験結果のデータにおいても、変換子特性の補正前と補正後の差異は同様であったため、以後は補正後の結果についてのみ考察する。

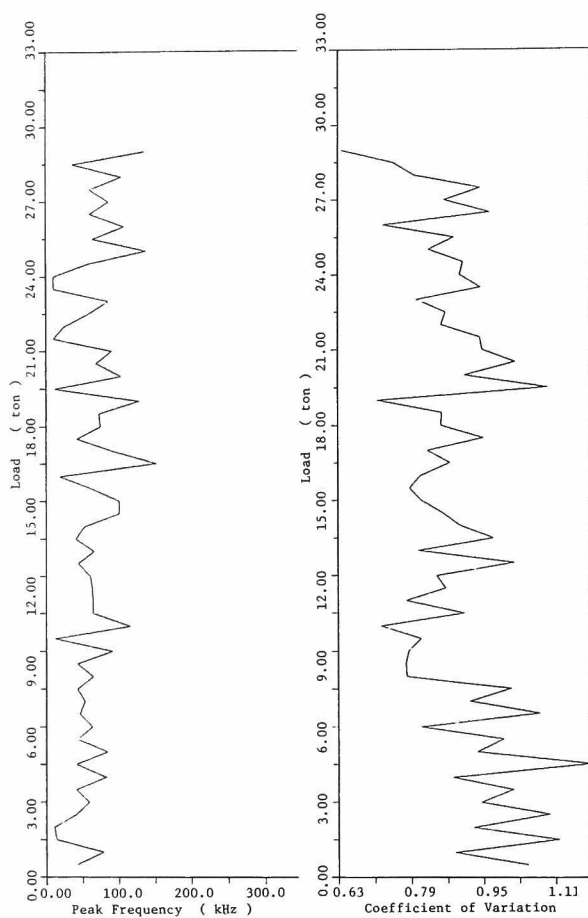


Fig.II.3.25 Peak frequency and coefficient of variation in a uniaxial compression test of concrete obtained from the calibrated data.

モルタルの一軸圧縮試験の結果を、Fig. II. 3. 26 に示す。図によれば、ピーク周波数には、ほとんど変化がない。変動係数は、変動はしているが全体的に特徴的な変化は見られない。このようなコンクリート供試体とモルタル供試体の、スペクトル成分の破壊過程での変動の差異は、コンクリートではボンドクラック、モルタルクラック等の異なる A E⁸⁸⁾の発生機構があるが、モルタルではそのような相異がないことに起因していると思われる。

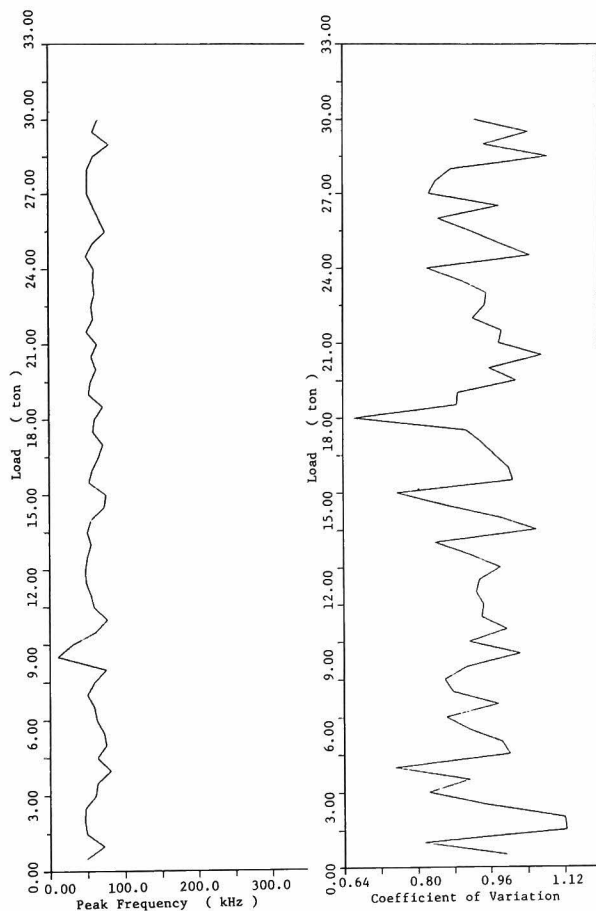


Fig.II.3.26 Peak frequency and coefficient of variation in a uniaxial compression test of mortar.

割裂試験の結果をFig. II. 3. 27, Fig. II. 3. 28に示す。この結果によれば、コンクリート供試体、モルタル供試体ともに、間欠的にピーク周波数の高い現象があるのを除いては、その過程でピーク周波数はほとんど変化していない。また、変動係数も一軸圧縮試験の結果と比較すれば、変化は少ない。この結果は、3. 3. 2項でも述べたように、割裂試験では引張クラックの発生、進展という過程のみしか存在しないことに対応しているのであろう。

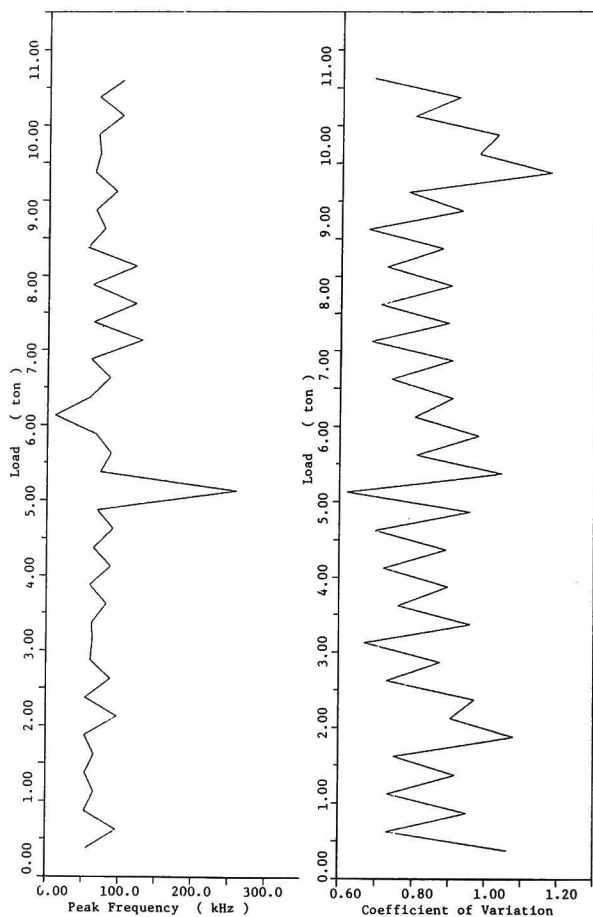


Fig.II.3.27 Peak frequency and coefficient of variation in a split test of concrete.

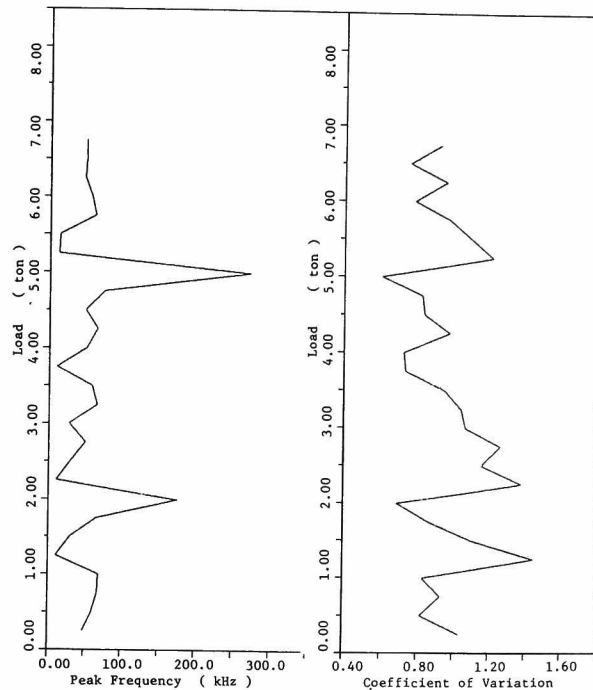


Fig.II.3.28 Peak frequency and coefficient of variation in a split test of mortar.

単鉄筋はり曲げ試験の結果を、Fig.Ⅱ.3.29, Fig.Ⅱ.3.30に示す。図によれば、ピーク周波数は、割裂試験と同様にその過程でほとんど変動していない。しかし、変動係数は大きく変化している。このような、割裂試験を除いた試験結果における変動係数の大きな変化は、それらの試験では、破壊度が進むにつれて内部構造がかなり変化することから、AE波動の伝播経路の変化によるのではないかとと思われる。

この結果より、スペクトルのピーク周波数と変動係数によってベクトルの特徴を把握することが可能であり、これが材料の破壊過程および内部構造の変化に対応して変動することが認められた。

次に、同じデータを用いて、供試体の伝達関数 $W_s(f)$ に関係している要因として、前項の非正常スペクトルの検討でも問題となった反射波および供試体の幾何学的な形状による影響について考察する。

方法としては、3.3.1項で述べた自己相関係数とコヒーレンスを求めることによった。ただし、これらの解析には、上述のAE変換子の応答特性の補正後のデータを用いた。

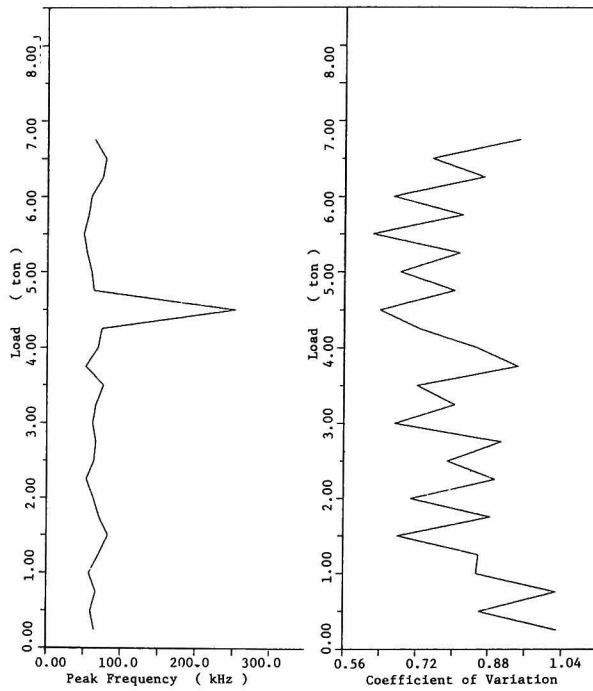


Fig.II.3.29 Peak frequency and coefficient of variation in a bending test of a reinforced concrete beam.

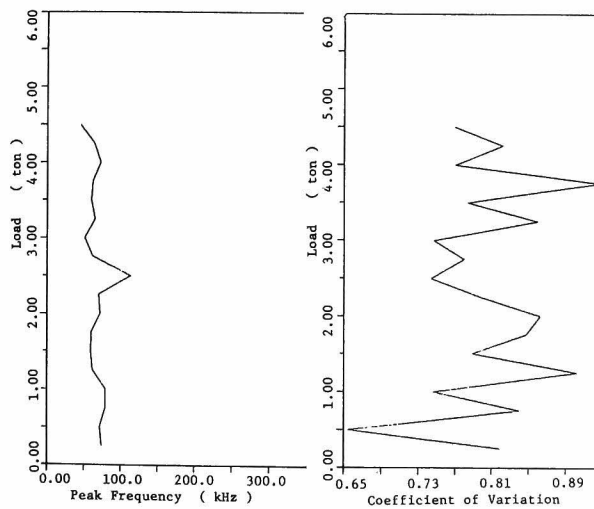


Fig.II.3.30 Peak frequency and coefficient of variation in a bending test of a reinforced mortar beam.

Fig. II.3.31 には、コンクリートの一軸圧縮試験での例として、終局荷重の 12%、47%、91% の段階で検出された A E 波形から自己相関係数とコヒーレンスを求めた結果を示した。ここで、下段の 3 つの図は、左側から順に、12% と 47%、12% と 91%、47% と 91% の

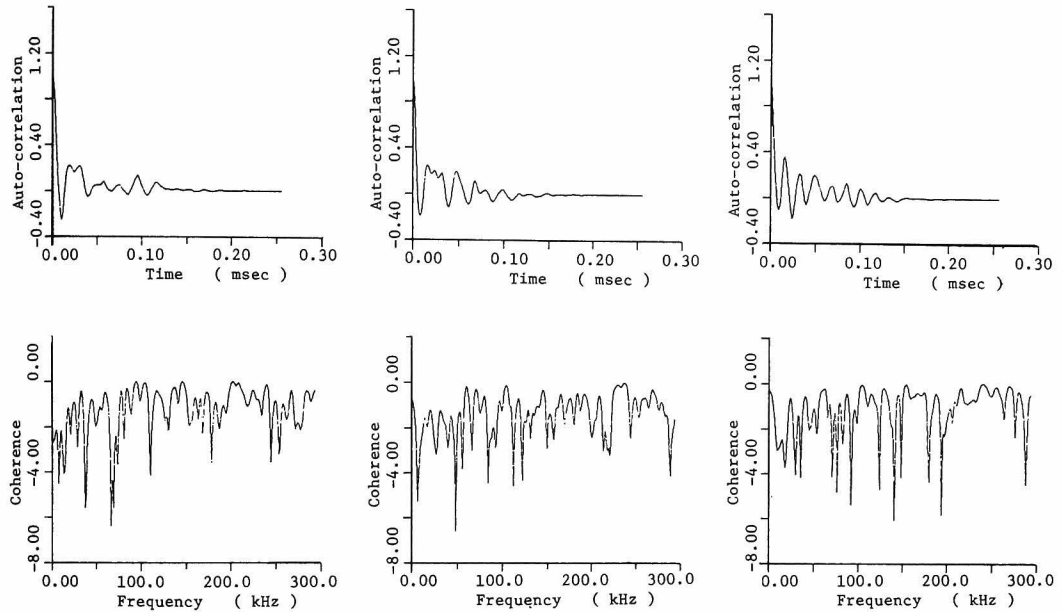


Fig.II.3.31 Auto-correlation and coherence in a uniaxial compression test of concrete.

組み合わせにおけるコヒーレンスを並べてある。自己相関係数の結果では、破壊過程が進むにつれて、 $50 \mu\text{sec}$ 以上のラグに対するピークが多く現われているのが見られる。Fig. II.3.25 によれば、スペクトルのピークは $50 \text{ kHz} \sim 100 \text{ kHz}$ にあり、それによる自己相関係数のピークは $10 \mu\text{sec} \sim 20 \mu\text{sec}$ となる。図でも、確かに、その付近にピークが見られることから、この $50 \mu\text{sec}$ 以上のラグに対するピークは反射波によるものと考えてよいであろう。この反射波の影響が、91% の段階の方が大きく現われているのは、供試体内部にすでに多くのクラックによる自由表面が存在しているためと考えられる。コヒーレンスを見れば、図の縦軸はピーク値で正規化して自然対数をとったものであるが、3 つのコヒーレンスの図でほとんど類似した傾向が見られない。このことは、供試体形状の影響はあまり大きくないことを示している。自己相関係数の結果をも考慮すれば、供試体としての形状よりも、A E 波動の発生位置とその伝達経路の影響が波形の中に現われていると考えられる。

モルタル供試体の一軸圧縮試験での結果をFig. II. 3. 32に示す。これも同様に、破壊過程の初期、中期、終期に得られたAE波形について行ったものである。これより、終局破壊に近づくにつれて、 $100\text{ }\mu\text{sec}$ 以上の大きなラグに対する自己相関が強く現われているのがわかる。

また、コヒーレンスには、特徴的な傾向が見られない。

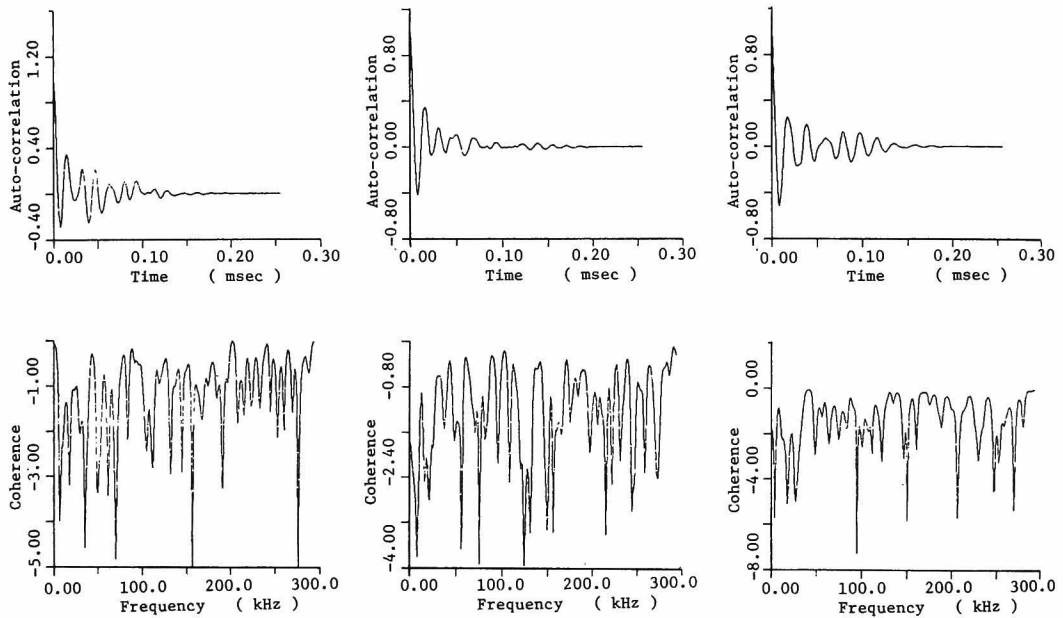


Fig.II.3.32 Auto-correlation and coherence in a uniaxial compression test of mortar.

割裂試験の結果でも、このような傾向は一致していた。その例をFig. II. 3. 33に示す。終期に近づくにつれて、反射波によるものと考えられる大きなラグにおけるピークが、自己相関係数には見られる。ところが、単鉄筋はり曲げ試験の結果では、必ずしもこのような傾向は見られなかった。その例をFig. II. 3. 34に示す。図の結果では、終期に近づくにつれて、大きなラグに対して自己相関のピークが現われているとは言えない。これは、鉄筋の存在などによる複雑な伝播経路が影響していると考えられる。

本節での結果によれば、コヒーレンスにおいて、ほとんど相互の相関が見られなかったことから、AEの周波数成分には供試体の形状共振の影響はあまりないと考えられる。自己相関係数の結果によれば、反射波の影響があることが認められた。これは、前項の非定常スペクトルの結果とも一致している。

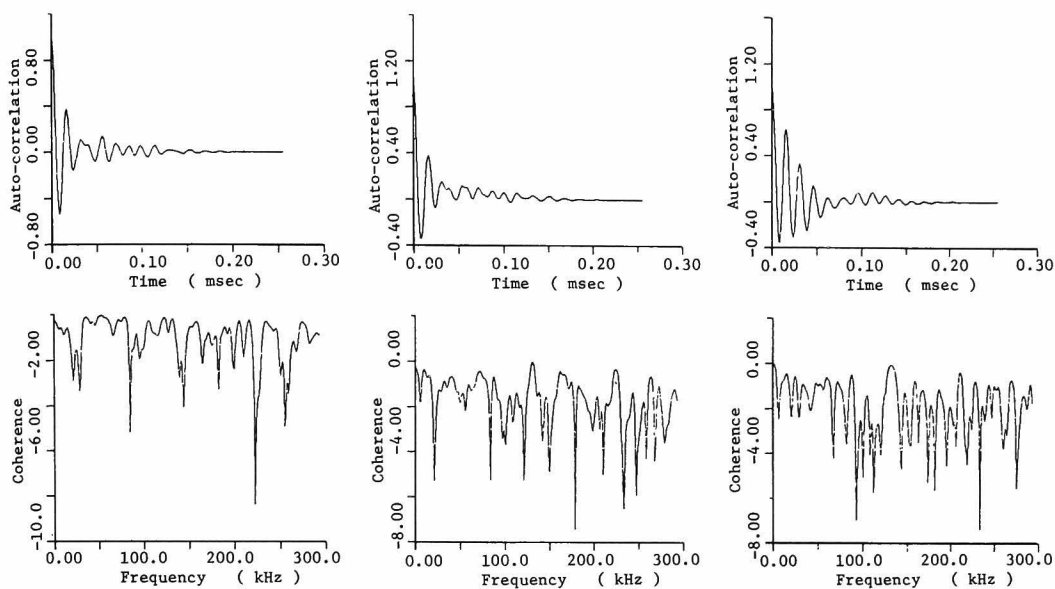


Fig.II.3.33 Auto-correlation and coherence in a split test of concrete.

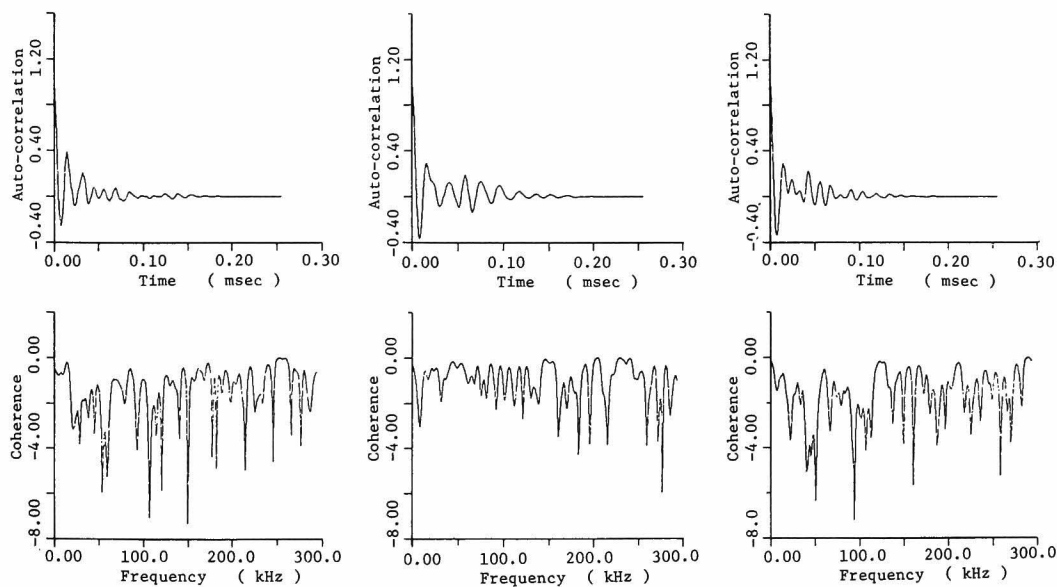


Fig.II.3.34 Auto-correlation and coherence in a bending test of a reinforced concrete beam.

この結果、A E 波動の周波数成分には、伝達関数 $W_s(f)$ の影響が大きく表われていることが明らかになった。それゆえ、発生源でのスペクトル $S(f)$ にまで到達するには、A E の発生位置と検出点との幾何学的な関係およびその間の材質を考慮し、さらに、反射波の影響をも除く必要があると考えられる。

3. 4 A E 波動の周波数領域での解析

3. 4. 1 A E 波動の伝播特性とスペクトル

前節では、A E 波動の周波数分析に関する研究資料の非常に乏しいことを考慮し、実験により得られた A E 波動のスペクトルについて検討した。その結果、A E 波動のスペクトルには、反射波の影響があることが明らかになった。これは、系の伝達関数 $W_s(f)$ の影響が大きいことを示している。したがって、 $W_s(f)$ について、さらに詳しく検討することが必要であろう。

それには、第 1 章の理論的な検討からも明らかなように、A E の発生位置と検出点の幾何学的な関係の考察は不可欠であろう。さらに、検出された A E 波動のスペクトルに発生源のスペクトル $S(f)$ がどのように反映されているかも知る必要がある。

このように、A E 波動を周波数分析し、そのスペクトルに関して考察しようとする試みは、波動の伝達過程でのスペクトル成分の歪曲を取り除き、発生源へ到達しようとすることに他ならない。そのような考え方において、周波数分析という手法は、単に、A E 波動から 1 つのパラメータを抽出するためのものではない。それは、発生機構を解明するための周波数領域での波形解析法として位置づけられるべきものと考えられる。そのような考え方に基づいた波形解析については、次章でも述べられる。

地震波動の周波数解析では、深発地震のデータを基に、corner frequency^{190), 191)}理論と呼ばれる方法が提案されている。それは、scaling law¹⁹²⁾とも呼ばれ、震源の規模あるいはエネルギーの計量化が試みられている。A E 波動にも、これを適用した例が見られるが、理論から求められた結果と測地データとの不適合などにより、この理論はまだ確立されたものではない。¹⁹³⁾さらに、A E 波動への適用に関しては、多くの問題があることが指摘されている。¹⁹⁴⁾それゆえ、周波数領域での解析には、多くの基礎的な資料が必要であると考えられる。¹⁹⁵⁾

そこで、本節では、まず、A E 波動の周波数特性をその発生位置と発生機構の面から考察するため、式(Ⅱ-3-13)における $W_s(f)$ と $S(f)$ の影響を実験的に検討する。さらに、 $W_s(f)$ の影響を補正する試みとして、A E 波動の縦波初動の部分に着目し、それより発生源のスペクトルを求める方法について考察する。そして、これを実験的に検討する。

3. 4. 2 材料の破壊機構と A E 波の周波数特性に関する実験的考察

(1) 実験概要

実験に用いたコンクリート、モルタルの配合を Table II. 3. 5 に示す。供試体としては前節と同様な軸圧縮試験供試体 ($\phi 10\text{ cm} \times 20\text{ cm}$)、割裂試験供試体 ($\phi 15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$)、単鉄筋

Table II.3.5 Mix proportion of mortar and concrete.

	Maximum gravel size (mm)	C (kg/m ³)	W (kg/m ³)	W/C (—)	S/a (%)	S (kg/m ³)	G (kg/m ³)
Mortar	—	595	357	0.6		1190	—
Concrete	10	316	199	0.63	39	727	1138

はり曲げ供試体 ($10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 40\text{ cm}$, D10 1本使用)を作成し、打設1日後に脱型し20℃で水中養生を行った。それぞれの配合における28日強度を Table II—3—6 に示す。

A E の検出には、第2章で述べた5チャンネルの計測システムを使用した。

Table II.3.6 Strengths of concrete and mortar specimens at twenty-eight days.

	Concrete kg/cm ² (Mpa)	Mortar kg/cm ² (Mpa)
Compressive Strength	330 (32.3)	337 (33.0)
Splitting tensile strength	29 (2.8)	21 (2.1)

A E 変換子としては、900BA—4Dを用いることにした。これは、本研究で使用した変換子の中で、900BA—4Dは径が最も小さく、破壊源探査の精度も良くなると考えたためである。

実験では、5箇所を検出点でのA E波形をサンプリング時間間隔1 μsec でカセットに収録し、このデータより2.3.3項と同様に発生機構の分類をしつつ、破壊源探査を行った。

破壊源探査に際しては、予備実験により縦波速度を決定したが、その結果を Table II. 3. 7 に示す。単鉄筋はりでは、鉄筋の存在により伝播速度が変化する。そこで、表に示すように3方向それぞれの縦波速度を求めている。

単鉄筋はりの曲げ試験では、表中の値を各荷重段階で用い、第I部で述べた縦波速度の異方性を考慮した破壊源探査を行った。

A E 波の周波数特性の検討には、破壊源探査の結果、解の収束性が良く計算誤差も少なく発生位置が決定された現象に対して、5箇所から検出されたA E波それぞれのフーリエスペクトルを

Table II.3.7 P-wave velocities of concrete and mortar specimens.

Testing method	Materials of specimen	Velocity (m/s)			
Compression	Concrete	4428			
	Mortar	3896			
Split	Concrete	4410			
	Mortar	3846			
Bending	Reinforced Concrete	Load	X	Y	Z
		0ton	4301	4444	4348
		1ton	4301	4444	4348
		2ton	4255	4444	4348
		3ton	4124	4396	4255
		4ton	4061	4167	4000
		5ton	4000	4167	4000

求めた。ここで、全てのスペクトルは、3.2節で検討した補正法—Aにより、変換子900BA-4Dの周波数応答特性を補正している。

(2) 実験結果および考察

検出されたAE波動のスペクトル特性を支配する要因としては、AE発生源での破壊機構、破壊規模、破壊の進行速度などの $S(f)$ に関するものと、発生源から変換子への距離、伝播経路中のクラックあるいは骨材の存在による波の覚乱、変換子への入射角、供試体境界での波の反射などの $W_s(f)$ に関するものが考えられる。

これらは、非常に複雑に関係しあっており、実験より得られた結果に対し、それぞれの影響を考慮する必要がある。以下では、実験において発生位置が求まった幾つかのAE現象に対し、主に発生機構と変換子の位置に着目して周波数特性を考察する。

モルタル供試体の一回目の一軸圧縮試験において得られた2つの破壊源の位置をFig. II.3.35に示す。発生機構はどちらも引張クラックによるものであり、これを●印で示した。図中にはA～Eで変換子900BA-4Dの位置も示した。

破壊源1と各変換子の位置は、A点への入射角が非常に浅いことを除けば、A、B、D、Eはほぼ等距離にあり、C点のみが少し離れた位置にある。各点で検出されたAE波動のスペクトルは、全て100 kHz付近にピークを持ち、その概形はほとんど同じであった。例として、A、C、D点でのスペクトルをFig. II.3.36に示す。A点でのスペクトルは、ピーク付近で少し変動が激

しいが、これは入射角の影響と思われる。

破壊源 2 に対する各点でのスペクトルは、D 点を除き、破壊源 1 の場合とほとんど同じであった。C、D 点でのスペクトルを Fig. II. 3. 37 に示す。Fig. II. 3. 36 と比較して、C 点でのスペクトルは変らないが、D 点でのスペクトルには 100 kHz ~ 150 kHz の成分もかなり存在していることがわかる。Fig. II. 3. 35 によれば、点 D は破壊源 2 に最も近く、入射角もほぼ垂直になっている。

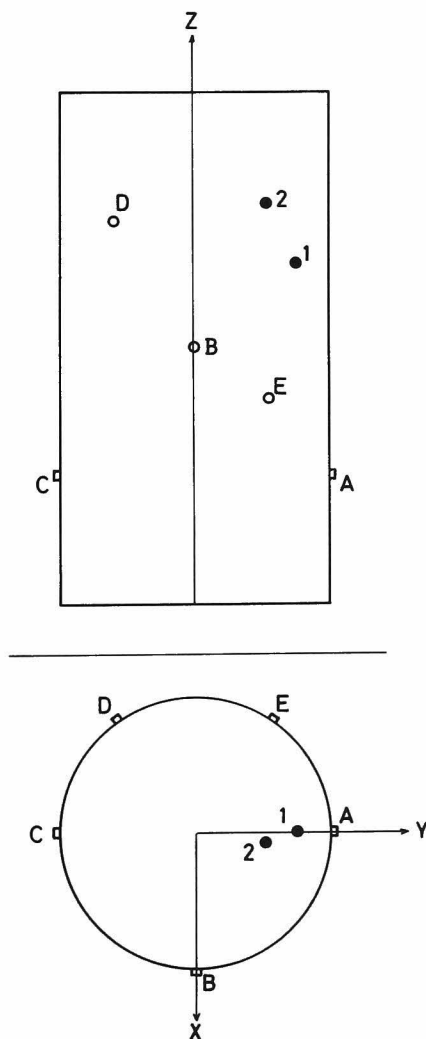


Fig.II.3.35 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 1, 2 by tensile cracks in a uniaxial compression test of mortar.

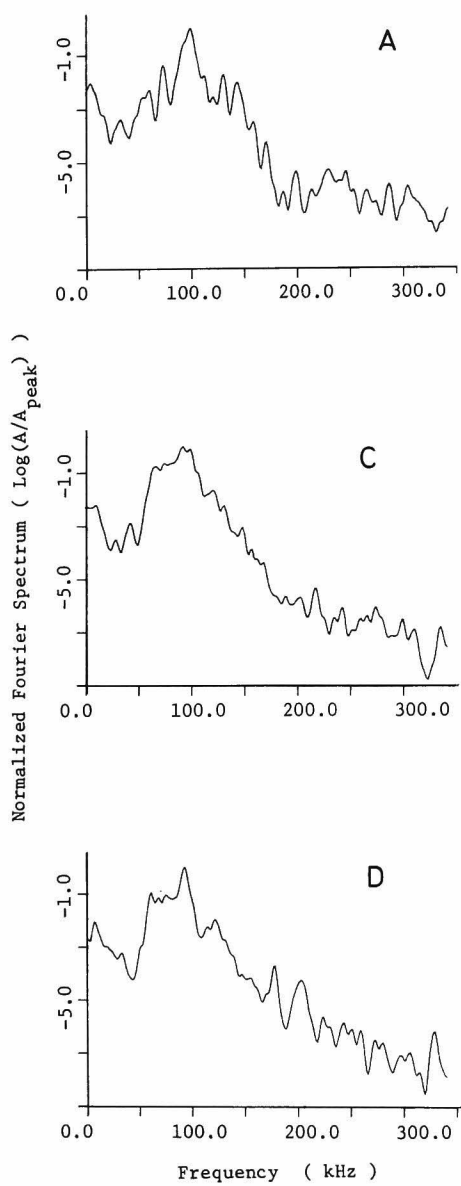


Fig.II.3.36 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 1 (at 52.6 % of failure load), detected by the transducers A, C, and D shown in Fig.II.3.35.

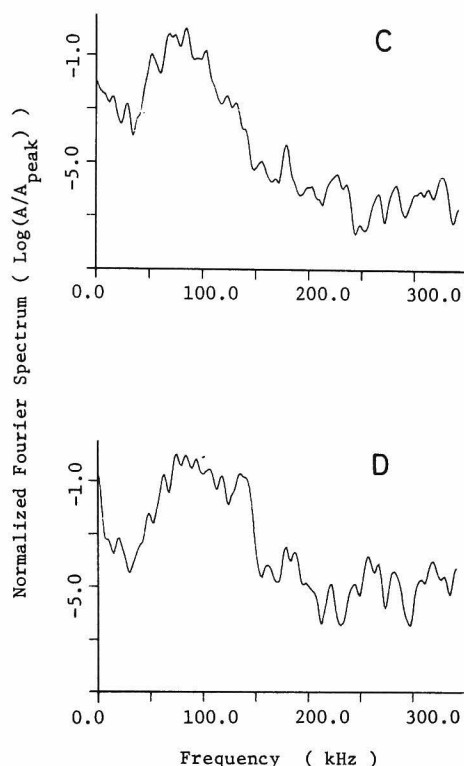


Fig.II.3.37 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 2 (at 84 % of failure load), detected by the transducer C and D shown in Fig.II.3.35.

モルタル供試体の2回目の試験より得られた3個の破壊源の位置を, Fig.Ⅱ.3.38に示す。発生機構は, 全て引張クラック以外のその他に分類されたものであり, これを×印で示した。ほぼ同じ位置にある破壊源1と3に対する点EでのスペクトルをFig.Ⅱ.3.39に示す。スペクトルは, 引張クラックの場合に比べ, かなり平坦になっている。

今回の一軸圧縮試験では, テフロンシートとシリコングリースにより載荷面での端面拘束を減じた。したがって, 破壊の進行に伴い載荷軸の方向に伸びた縦割れクラックが存在するようになるため, 終局破壊に近づけば位置による差異が現われる。例として, 破壊源2に対して最も近い点Bと反対側の点Eで検出されたスペクトルをFig.Ⅱ.3.40に示す。点Eでのスペクトルは高周波成分がかなり少ない。これはクラックを通過することによって, 高周波数成分の減衰が生じたものと考えられる。

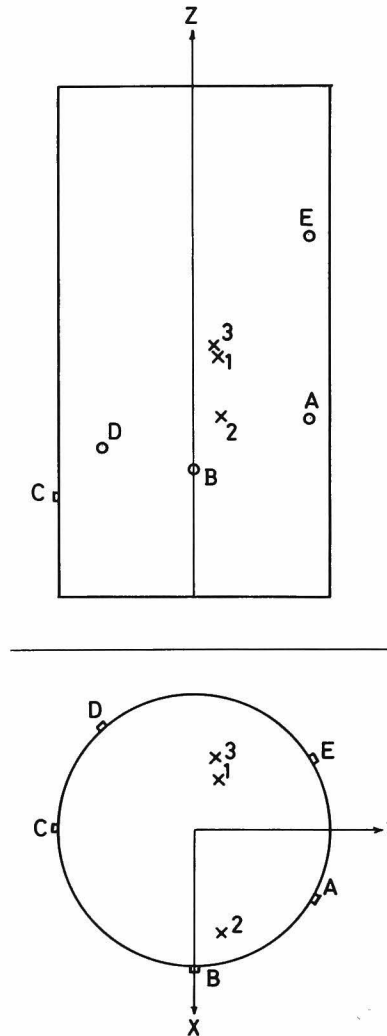


Fig.II.3.38 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 1, 2, 3 by shear cracks and others in a uniaxial compression test of mortar.

次に、コンクリート供試体の割裂試験で得られた破壊源の位置をFig.Ⅱ.3.41に示す。図中には、最終破壊面を破線で示した。また、それぞれの破壊源に対し、発生機構を前と同様に分類してある。

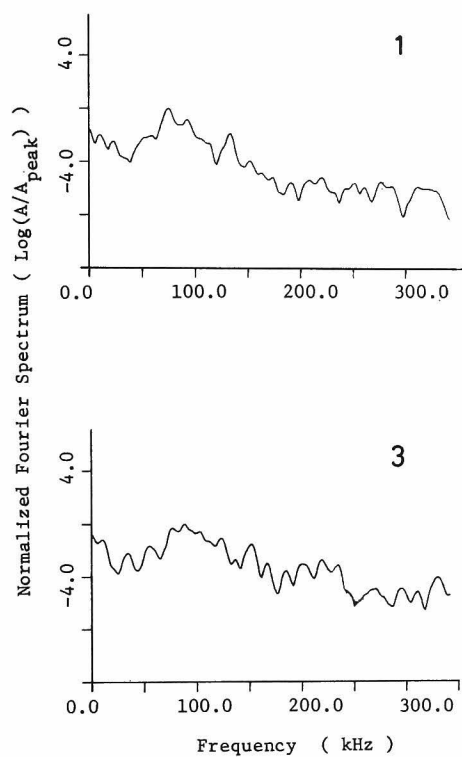


Fig.II.3.39 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 1 (at 71 % of failure load) and the source 3 (at 93 % of failure load), detected by the transducer E shown in Fig.II.3.38.

割裂試験では、载荷軸を含む面の近傍にクラックが集中するため、このクラック群を通過しない伝播経路では、高周波の減衰は生じないであろう。しかし、コンクリートには粗骨材があるため、その影響が考えられる。载荷の初期に検出された破壊源1に対する点Cと点DでのスペクトルをFig. II. 3. 42に示す。

2つのスペクトルには、引張クラックに対応したピークが存在するが、発生位置から遠い点Dでのスペクトルでは高周波成分が減少している。この载荷レベルではクラックの影響は少なく、不均質な材料ほど距離減衰が大きいと考えられることから、これは、伝播経路中の骨材の影響であると思われる。

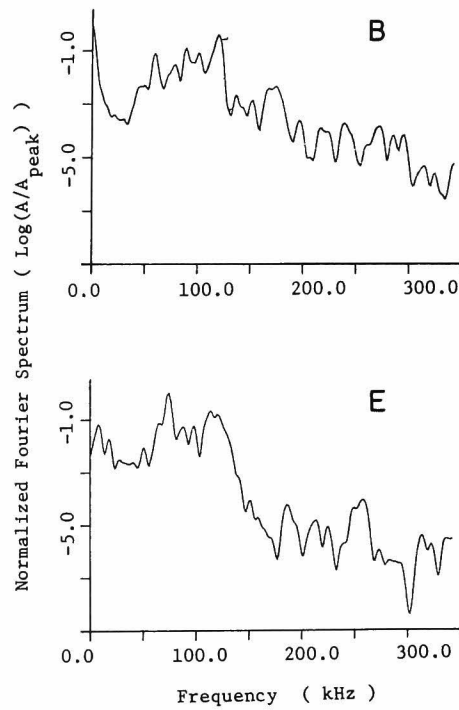


Fig.II.3.40 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 2 (at 85.4 % of failure load), detected by the transducers B and E shown in Fig.II.3.38.

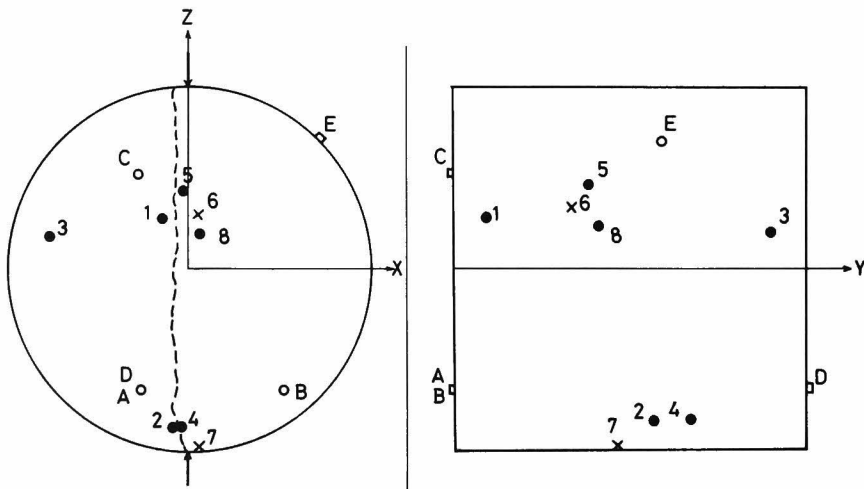


Fig.II.3.41 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 1 - 8 in a split test of concrete, tensile crack ● and otherwise x.

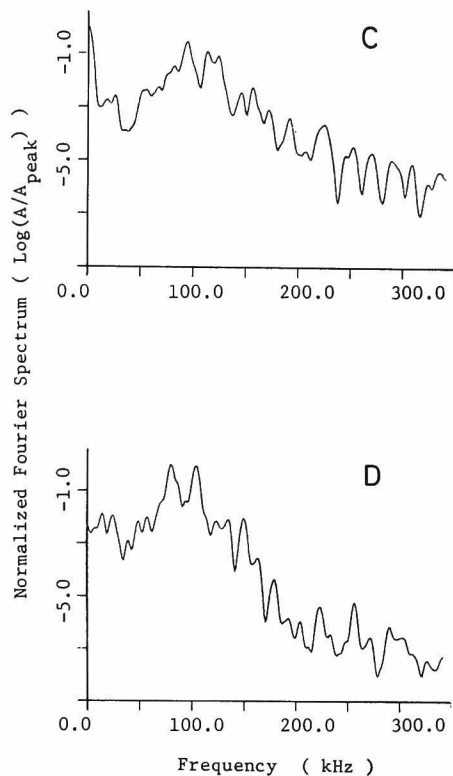


Fig.II.3.42 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 1 (at 12 % of failure load), detected by the transducer C and D shown in Fig.II.3.42.

発生機構について考察するため、ほぼ同じ位置で発生した異なる機構による破壊源 4 と 7 に対して、点 E より検出されたスペクトルを Fig. II. 3. 43 に示す。破壊源 7 は、破壊荷重の 80 % の段階で載荷点付近で発生した現象であり、発生機構としてはクラックの閉塞、コンクリートの圧壊などが考えられるであろう。図によれば、破壊源 4 に対するスペクトルには、ピークが存在するが、破壊源 7 ではスペクトルは平坦になっている。モルタルの一軸圧縮試験において得られた引張クラックとその他の発生機構に対するスペクトルの相異が、ここでも認められた。

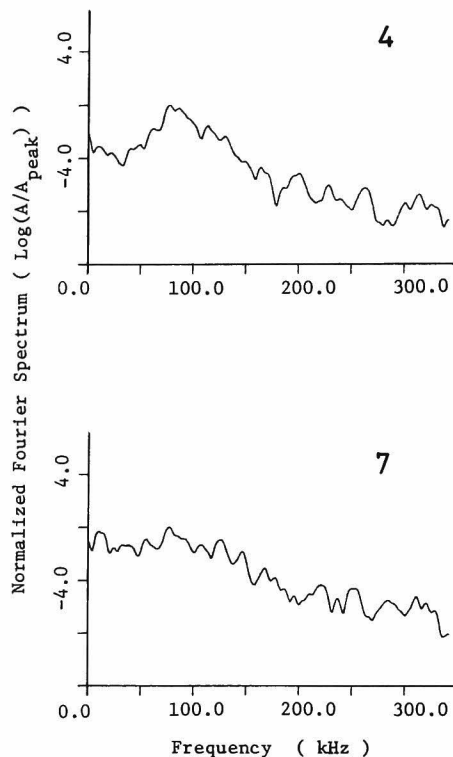


Fig.II.3.43 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 4 (at 19 % of failure load) and the source 7 (at 80 % of failure load), detected by the transducer E shown in Fig.II.3.41.

クラックの影響を見るために、破壊源 6 に対する点 C、点 D でのスペクトルを Fig. II. 3. 44 に示す。点 C でのスペクトルは、発生機構に対応して平坦であるが、点 D では高周波数成分の減衰が著しい。終局破壊直前に、表面ひびわれは点 D の面で最初に観察され、破壊源 6 は終局荷重の 77 % の段階で検出されたことを考慮すれば、この破壊源から点 D への伝播経路には、クラックが存在したと考えられる。ただ、点 D でのスペクトルでは、50 kHz 付近のスペクトル成分も少なくなっている。これは、クラック群と骨材による局所的な共振特性なども影響しているのかもしれない。

単鉄筋コンクリートはりの曲げ試験における破壊源探査の例を Fig. II. 3. 45 に示す。2つの破壊源に対し、点 E で検出された AE 波動のスペクトルを Fig. II. 3. 46 に示す。

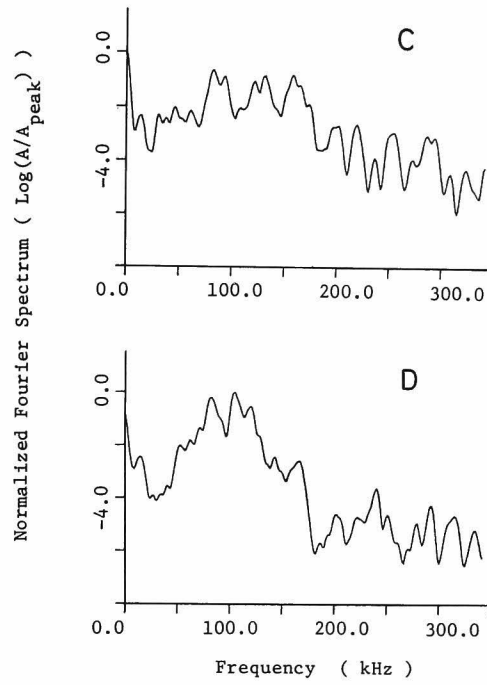


Fig.II.3.44 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 6 (at 77 % of failure load), detected by the transducers C and D shown in Fig.II.3.41.

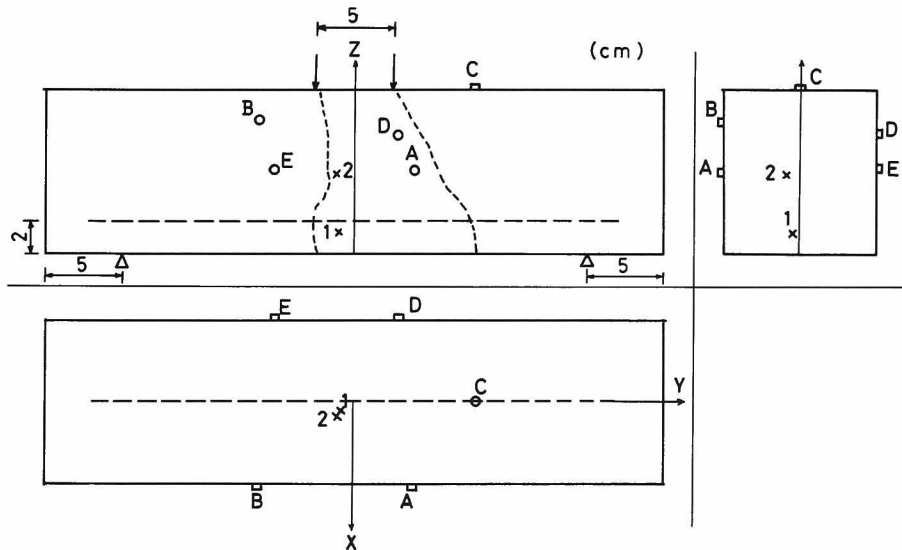


Fig.II.3.45 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 1, 2 by shear cracks and others in a bending test of a reinforced concrete beam.

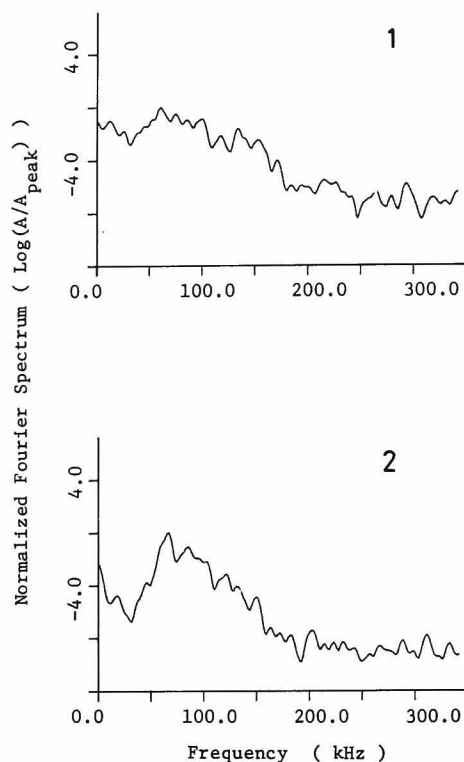


Fig.II.3.46 Fourier spectra of AE waveforms generated at the source 1 (at 36.9 % of failure load) and the source 2 (at 54 % of failure load), detected by the transducer E shown in Fig.II.3.45.

破壊源 1 は、鉄筋の近傍にあり、引張クラック以外の発生機構に分類されたものであることを考慮すれば、鉄筋との付着部のずれによって AE が発生したものと考えられる。図によれば、そのスペクトルは平坦になっている。破壊源 2 では、これもその他の発生機構によるものであるが、コンクリート供試体の割裂試験での結果と同様に、50 kHz 付近の成分が少なく、高周波成分の減衰が著しい。この荷重段階では、すでに表面ひびわれが供試体中央部まで発達していたことから、これはクラックの影響と思われる。

以上の結果より、AE 波動の周波数特性には、発生機構と発生位置から変換子までの伝播経路の影響が明瞭に現われることが認められた。

3. 4. 3 縦波初動のスペクトル解析と距離減衰の評価

前項での実験的考察により、A E 波動のスペクトル成分が、発生源と検出点の位置関係に影響されることが明らかになった。以下では、この $W_s(f)$ の影響をも補正して発生源でのスペクトルを求める試みについて考察する。

理論的には、系の伝達関数を解析的に求め、それを周波数領域に変換することによって、変換子の応答特性の補正などと同様に行うことができる。

それには、第1章で考察したように、発生機構に関する情報と検出点でのグリーン関数を求めることが必要である。そのような試みの一部は、次章で検討される。ここでは、そのような解析的な知識なしに、スペクトルから抽出することを試みる。

それは、第2章の結果をも参照して、縦波初動の部分のみを対象とすることである。3.3節の結果では、反射波の影響があることが認められたが、縦波初動のみをスペクトルの波形データとして採用するならば、その影響は考えなくてもよいであろう。また、検出面での反射あるいは自由表面の影響もあると考えられるが、第2章の結果よりそれは小さいことが知られている。

したがって、A E 波動の縦波初動のみを対象としてスペクトル成分を求めれば、縦波の系内を伝播する過程での影響を別にすれば、発生源のスペクトルに対応したものが得られるであろう。そこで、このような考え方に基づいてスペクトル解析を行う際の分析手法とそれに関連した問題について検討する。

(1) MEM(maximum entropy method)によるスペクトル分析

縦波初動のみをスペクトル分析の対象とした場合には、本章の実験で行ってきた $1\ \mu\text{sec}$ のサンプリング時間間隔では、解析に用いる標本点数が著しく少なくなることが予想される。例えば、モルタル供試体の場合で、縦波速度が $4000\ \text{m/sec}$ とすれば、横波速度は約 $2500\ \text{m/sec}$ となる。発生源から検出点への距離を $10\ \text{cm}$ とすれば、縦波と横波の到達時間差は $15\ \mu\text{sec}$ となり、標本点数は15個である。

これまで採用してきたFFT法によるスペクトル分析では、生データのフーリエ級数展開の係数を求め、平滑化を行うことによりスペクトルを求めている。スペクトル分析の理論によれば、ここで求められたスペクトルはあくまで推定スペクトルであり、もしも、データ数が少なけば、推定スペクトルの分散は増大し、推定誤差が大きくなり一般に激しい振動を示すことが知られて¹⁸⁸⁾いる。

そのような場合に適したスペクトル分析法としてMEMと呼ばれる新しい分析法がある。MEMは、情報理論のエントロピーの概念に基づいた解析手法で、従来のスペクトル推定法に比べて、①短いデータからもスペクトルの推定が可能であり、②スペクトルの分解能が極めて高い、という利点を持っている。このスペクトルと従来のスペクトルとの比較については、すでに詳しい報告があ^{197), 198), 199)}る。

るが、その根本的な相異は与えられたデータに対する基本的態度である。MEMでは、データは与えられたものだけとを考えているのに対し、従来の方法では、与えられたデータは本来のデータの¹⁸⁸⁾一部とを考えて処理をしている。MEMの解析法に関しては、FFTと同様に、すでに標準的なプログラムも提案されていることより、以下では、簡単にふれることにする。

1回の試行におけるある現象の生起確率を $p(x)$ とすると、その試行により得られるであろう情報量 $\log \frac{1}{p(x)}$ の期待値が情報エントロピー H として、次のように定義される。

$$H = - \int p(x) \log p(x) dx \quad (\text{II} - 3 - 29)$$

ここで、式(II-3-27)で述べたWiener-Khintchineの関係式は、スペクトルを $P(f)$ 自己相関関数を $c(\tau) = c(k \Delta t) = c_k$ と置くことにより、Nyquist周波数を f_N として、次のように書き直すことができる。

$$\int_{-f_N}^{f_N} P(f) Z^k df = c_k \quad (-m \leq k \leq m) \quad (\text{II} - 3 - 30)$$

ただし、

$$Z = e^{i2\pi f \Delta t}$$

である。

Burgは、これらの式からスペクトルを求めるには、 k の大なる部分からもたらされる不確実さを取り除くために、Wiener-Khintchineの関係の制約のもとでエントロピーを増大させないように未知の部分の自己相関関数を推定することが最も合理的であると提案した。

時系列のスペクトル $P(f)$ と情報エントロピーの間には、

$$H \propto \int_{-f_N}^{f_N} \log p(f) df \quad (\text{II} - 3 - 31)$$

なる関係があることより、Lagrangeの乗数 λ_k を導入すれば、式(II-3-30)と式(II-3-31)とより変分演算

$$\delta \int_{-f_N}^{f_N} \left[\log p(f) - \sum_{k=-m}^m \lambda_k \left\{ p(f) Z^k - \frac{c_k}{2f_N} \right\} \right] df = 0$$

によって、次の関係式が得られる。

$$\int_{-f_N}^{f_N} \frac{Z^{-k}}{P(f)} df = 0 \quad (k \geq m+1)$$

上式は、 $1/P(f)$ が $2m+1$ 個の有限な級数に展開表示できることを意味している。

Burg は、その級数の係数 γ_k を数値フィルタとみなし（予測誤差フィルタとも呼ばれる。）これに信号を正および負の向きに通したときの出力の平均が最小となるように γ_k を決定した。

そのとき、このフィルタからの平均出力を P_m として、MEM スペクトルは、次式で求められる。

$$P(f) = \frac{P_m \Delta t}{|1 + \sum_{k=1}^m \gamma_k Z^k|^2} \quad (\text{II}-3-32)$$

式 (II-3-32) によって、スペクトルを求める場合には、MEM のフィルタの項数 m は PE (final prediction error, 予測誤差の期待値) が最小となるようにとるべきとされている。¹⁸⁸⁾ その値は、データ数を N とした場合に、次式で決定される。

$$m \approx (2 \sim 3) \sqrt{N}$$

(2) 距離減衰の評価手法

縦波初動のみに着目した場合には、第 2 章の数値実験の結果より明らかなように、対応するグリーン関数は、変位ならば単なるステップ関数である。したがって、系が弾性体ならば、伝達関数の影響は、周波数領域ではほとんど問題とはならない。

実際の計測において、その他に伝達関数 $W_s(f)$ に影響を与える因子を考慮すれば、波動が伝播するに伴って高周波成分が少なくなる、いわゆる距離減衰が考えられる。

そのため、以下では、縦波初動のみに着目してスペクトル分析する際に $W_s(f)$ を補正する要因として距離減衰をとり上げ、それを評価する手法について考察を加える。

媒質が弾性体の場合には、波動現象は時間的にも空間的にも減衰しないで無限に続いてゆくことになる。しかし、現実の媒質は完全な弾性体ではないため、そうはならない。そのような媒質の非弾性的性質を表わす物理量として Q 値²⁰⁰⁾ が使用されている。

波動が現在持っているエネルギーを E とし、この波が 1 波長の距離を進む間に失うエネルギーを ΔE とすれば、 Q は、次式により定義される。

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E} \quad (\text{II} - 3 - 33)$$

完全弾性体では、 $\Delta E = 0$ であることより Q は無限大となる。すなわち、 Q 値は距離減衰の小さな媒質ほど大きくなる量である。また、解析結果によれば、Lamb解では $1/Q$ に比例してパルス幅が広くなることが知られている。²⁰¹⁾

一般に、1次元波動方程式の解は、時刻 t 、距離 d の点の変位を $u(d, t)$ として、ある周波数成分 f に対しては、

$$u(d, t) = u_0 e^{i(Kd - 2\pi f t)} \quad (\text{II} - 3 - 34)$$

と表わすことができる。ここで、 K は非弾性体の伝播定数であり、位相係数 k および吸収係数 α を用いて、次のように表わされる。²⁰⁰⁾

$$K = k + i\alpha$$

これより、式(II - 3 - 34)を全周波数成分について求めれば、次のようになる。

$$u(d, t) = \int_{-\infty}^{\infty} u_0 e^{-\alpha d} e^{ikd} e^{-i2\pi f t} df \quad (\text{II} - 3 - 35)$$

上式で、距離 $d = 0$ の場合は、次のようになる。

$$u(0, t) = \int_{-\infty}^{\infty} u_0 e^{-i2\pi f t} df \quad (\text{II} - 3 - 36)$$

式(II - 3 - 36)より、 $u(0, t)$ のフーリエ変換を $X(0, f)$ とすれば、それは u_0 に等しいことがわかる。

したがって、 $u(d, t)$ のフーリエ変換を $X(d, f)$ とすれば、式(II - 3 - 35)から、

$$X(d, f) = X(0, f) e^{-\alpha d} e^{ikd} \quad (\text{II} - 3 - 37)$$

となり、次式が得られる。

$$|X(d, f)| = |X(0, f)| e^{-\alpha d} \quad (\text{II} - 3 - 38)$$

ここで、前述の式(Ⅱ-3-33)のQ値の定義式を考慮すれば、Q値と吸収係数 α との間には、次式が成立することになる。

$$\alpha = \frac{\pi f}{v_p Q} \quad (\text{Ⅱ}-3-39)$$

(3) コンクリート材料のQ値

上述のQ値に関する議論から、実際のコンクリート、モルタルのQ値について検討する。

式(Ⅱ-3-38)により、発生源から異なる距離 d_1, d_2 の2点での検出波動をフーリエ変換すれば、次のような式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} |X(d_1, f)| &= |X(0, f)| e^{-\alpha d_1} \\ |X(d_2, f)| &= |X(0, f)| e^{-\alpha d_2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{Ⅱ}-3-40)$$

これより、次のような関係が導びかれる。²⁰²⁾

$$\left| \frac{X(d_1, f)}{X(d_2, f)} \right| = e^{-\alpha(d_1 - d_2)} \quad (\text{Ⅱ}-3-41)$$

式(Ⅱ-3-41)の両辺の対数を取り、式(Ⅱ-3-39)を考慮すれば、

$$\log_e \left| \frac{X(d_1, f)}{X(d_2, f)} \right| = -\frac{\pi(d_1 - d_2)}{v_p Q} f \quad (\text{Ⅱ}-3-42)$$

となる。

上式より、発生源から距離 d_1 離れた点で検出された波動のスペクトルと d_2 離れた点でのスペクトルの比の対数をとったものは、周波数 f に比例し、その勾配はQ値と関係していることがわかる。

Q値により高周波成分がどのように減衰するかを、数値実験により検討した。その例をFig.Ⅱ-3.47, Fig.I.3.48に示す。Fig.Ⅱ-3.47は、次項でのコンクリートの縦波速度の値を用いて、Qの値が5, 10, 50の3通りの場合に、距離($d_1 - d_2$) = 10 cmとして、式(Ⅱ-3-42)の値をプロットしたものである。図から、例えば、Q値が5ならば、10 cm伝播することによって、300 kHzの周波数成分は、 e^{-4} 倍、約1/50に減少することがわかる。地質材料のQ値は、100以下であることが知られているが²⁰²⁾、その場合には、300 kHz以上の周波数成分は著しく減衰することが、この結果より予想される。したがって、そのような材料でAE計測

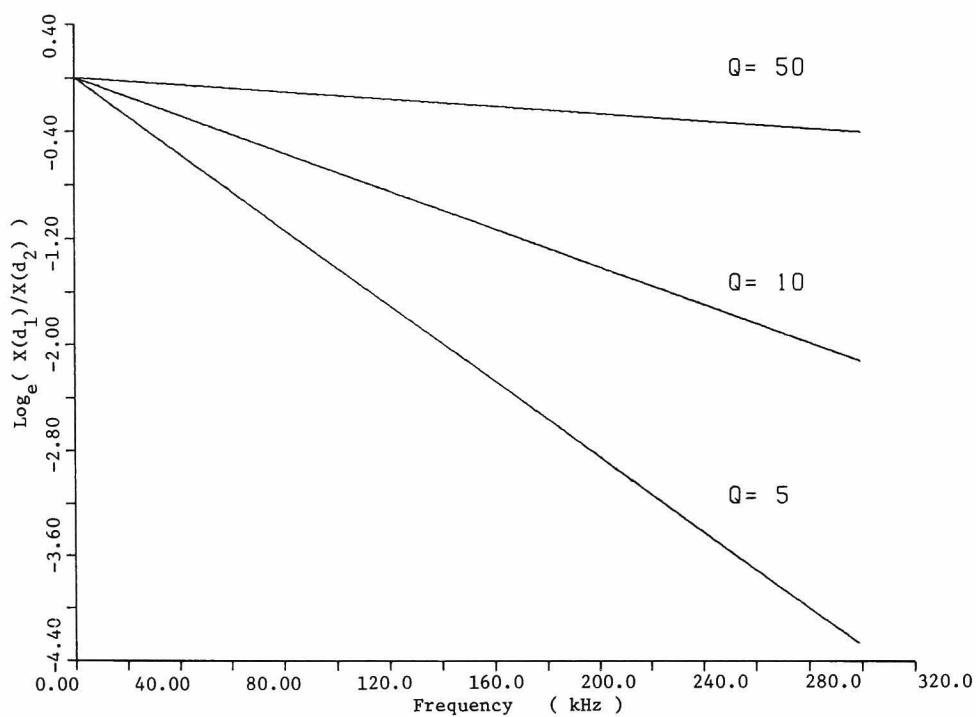


Fig.II.3.47 Frequency dependence of attenuation in concrete.

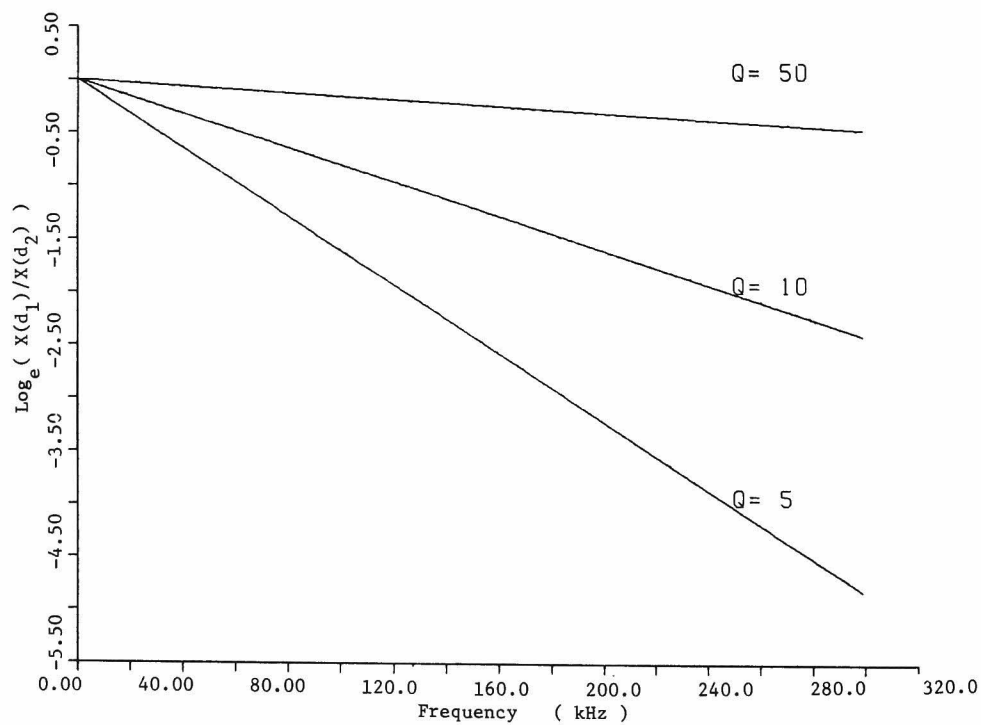
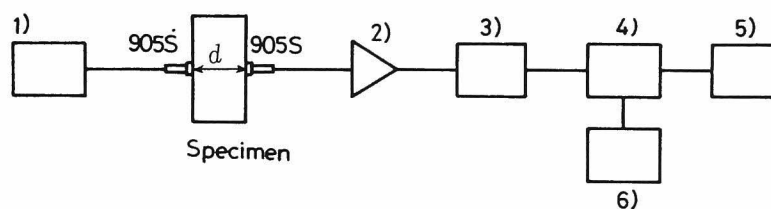


Fig.II.3.48 Frequency dependence of attenuation in mortar.

を行う場合に、MHz のような高周波数成分までも考慮することは、実質上あまり意味のないことがわかる。Fig. II. 3. 48 は、同様なモルタルでの結果である。コンクリートの結果と比較すれば、コンクリートの方が縦波伝播速度が速いために、同じ Q 値であっても減衰の大きいことがよくわかる。

次に、実際に Q 値を求める実験を行った。供試体としては、次節で実験を行うコンクリート、モルタルの一軸圧縮試験供試体を用い、Fig. II. 3. 49 に示すような測定系を使用した。



- | | |
|-----------------------|--------------------|
| 1) Function generator | 2) Pre-amplifier |
| 3) Discriminator | 4) Wave memory |
| 5) Oscilloscope | 6) Cassette memory |

Fig. II. 3. 49 Experimental set-up for determining Q-value.

変換子としては、905Sを使用し、入力側では発振器からステップパルス電圧を入力し、発生した波動を受信側の905Sにより検出した。検出波形は、1 μ sec のサンプリング時間間隔でカセットテープに収録した。ここで、実験で採用した式(II - 3 - 42)における距離 d_1 と d_2 は10 cm と20 cmである。

収録されたAE波形から、縦波初動の部分を選び出し、そのMEMスペクトルを求めた。そして、式(II - 3 - 42)の左辺の計算を行った結果を、コンクリート、モルタルそれぞれの供試体についてFig. II. 3. 50, Fig. II. 3. 51に示す。図の破線は、式(II - 3 - 42)の右辺に従えば結果が周波数に対して一次式となると考えられることより、実験結果から最小自乗法によって求めたものである。その勾配から求めたQ値も、図には示してある。

それによれば、Qの値はコンクリートで約12、モルタルで約24となっている。これは、花崗岩の実験値とほぼ同程度の値であり、妥当なものと考えられる。

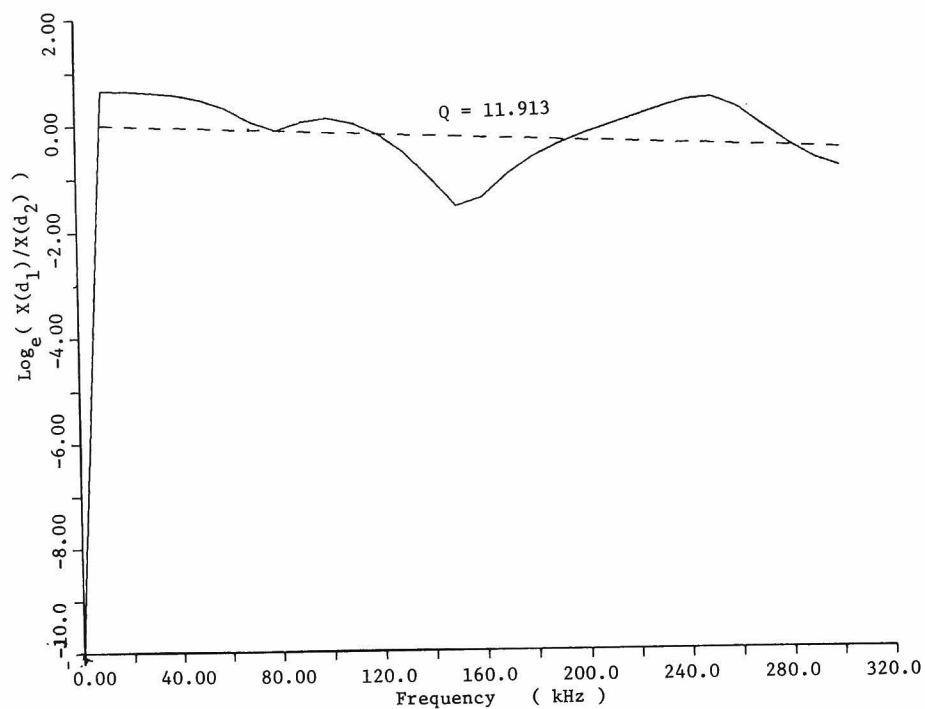


Fig.II.3.50 Result of frequency dependence of attenuation in concrete.

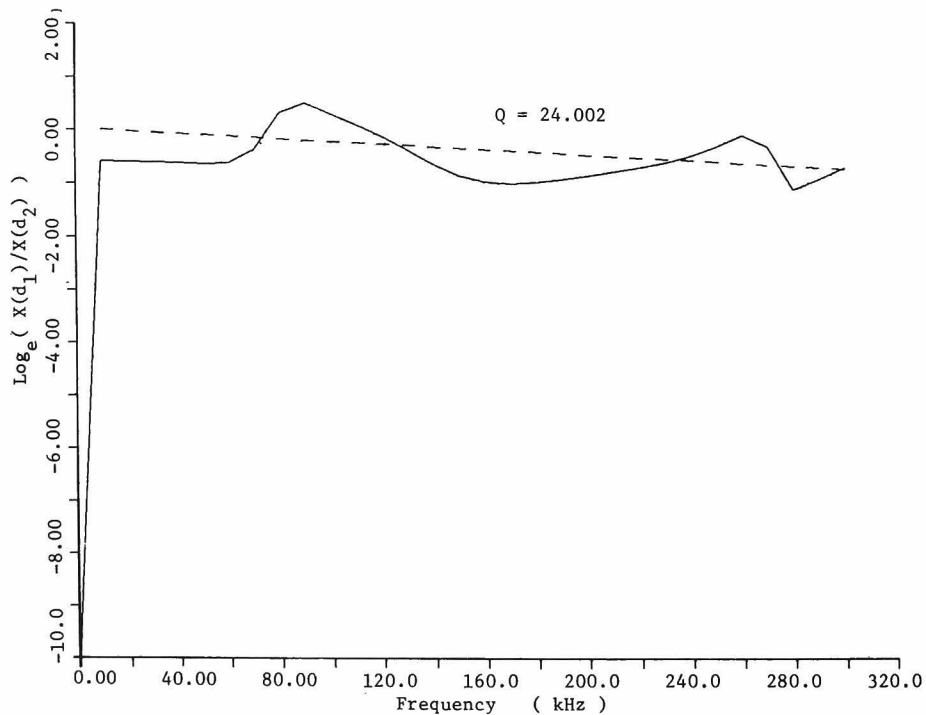


Fig.II.3.51 Result of frequency dependence of attenuation in mortar.

3. 4. 4 A E 波動の発生源スペクトルに関する実験的考察

A E 波動の周波数分析は、周波数領域における A E の発生機構の解明の方法として位置づけられた。

そのとき、式(Ⅱ-1-52)よりスペクトルは次のようになると考えられる。

$$|R(f)| = |W_u(f) \cdot W_t(f) \cdot W_s(f) \cdot S(f)| \quad (\text{Ⅱ}-3-43)$$

3. 2 節の検討から、 $|W_u(f)|$ が平坦な周波数応答を示すことが認められたことより、上式は式(Ⅱ-3-13)でも示したように、以下のように変形される。

$$\left| \frac{R(f)}{W_t(f)} \right| = |W_s(f) \cdot S(f)| \quad (\text{Ⅱ}-3-44)$$

そして、3. 2 節では、 $|W_t(f)|$ を検討し、式(Ⅱ-3-44)の左辺の求め方について考察した。それを、実験より得られた A E 波動のスペクトルに適用し、3. 3. 4 項および 3. 4. 2 項で残る $|W_s(f)|$ の影響を調べた。

その結果、スペクトルに現われる $|W_s(f)|$ の影響としては、他の境界からの反射波によるものと伝播経路中の攪乱などのエネルギーの消散に関係したものとが卓越していた。

そこで、前項で述べたように縦波初動のみに着目することにした。こうすれば、他の境界からの反射の影響は取り除くことができる。そして、伝播経路の影響は、距離減衰として評価することにした。

式(Ⅱ-3-42)と式(Ⅱ-3-44)を考慮すれば、縦波初動を用いることにより得られる発生源でのスペクトル $|S(f)|$ は、次式で与えられることになる。

$$\log_e |S(f)| = \log_e \frac{|R(f)|}{|W_t(f)|} + \frac{\pi d}{v_p Q} f \quad (\text{Ⅱ}-3-45)$$

ここで、上式の右辺第 1 項は、検出点での A E 波動のスペクトル、第 2 項は距離減衰の補正項を表わしている。

(1) 実験概要

実験データとしては、第2章の2.3.3で検討したものを使用する。したがって、各AE波形のデータに対して、その発生位置と発生機構は決定されている。また、個々の波形は、1 μsec のサンプリング時間間隔で、1024個のデータとして、カセットに収録されている。

AE波動の発生源スペクトルを求めるために、決定されている破壊源の位置から、予備実験で得られた縦波速度とポアソン比に基づいて、各検出点の波形に対してP-S時間（縦波と横波の到達時間差）を計算し、各波形からその時間間隔に対応する縦波初動の部分を抽出した。

全ての検出波形に対して、その縦波初動部分の波形データからMEMスペクトルを求め、式(II-3-45)により変換子の応答特性と距離減衰を補正して発生源スペクトル $|S(f)|$ を求めた。ここで、変換子の応答特性の補正には、3.2.3項で得られた補正法-Bにおけるデータから求めた $|W_i(f)|$ のMEMスペクトルを使用した。また、距離減衰の補正のためのQ値は、前項の実験により求められた値を使用した。

(2) 実験結果および考察

以下では、実験を行った各供試体から代表的なAE現象を選び出して、発生源におけるAE波動のスペクトルについて検討する。

コンクリートの一軸圧縮試験における例として、2.3.3項での破壊源5と6について考察する。その発生位置とAE変換子の位置をFig. II.3.52に示す。破壊源5のスペクトルは、最も遠い検出点Cでのスペクトルが他と少々異なるのを除けば、他は非常に類似していた。

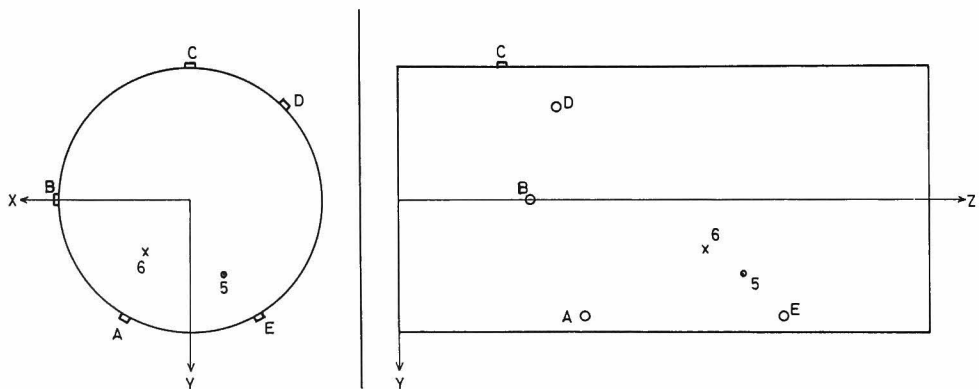


Fig.II.3.52 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 5, 6 in a uniaxial compression test of concrete.

A点、B点で検出されたAE波動のスペクトルをFig. II.3.53に示す。ここで、縦軸は式(II-3-45)の左辺 $\log_e |S(f)|$ を表わしており、その値はピーク値で正規化されている。

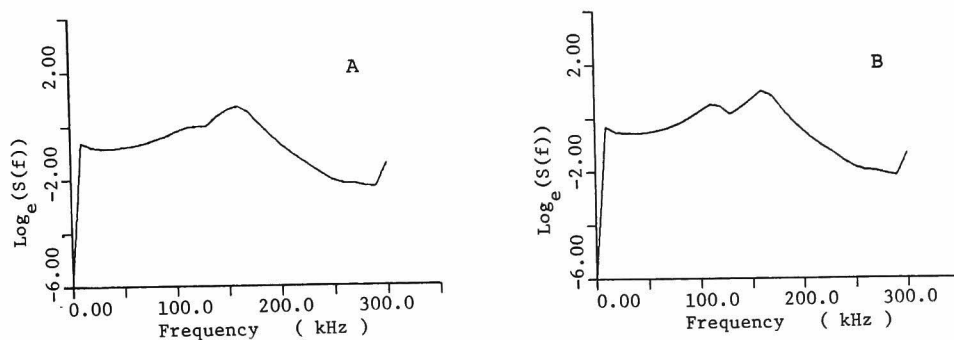


Fig.II.3.53 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source
5 detected by the transducers A and B shown in Fig.II.3.52.

破壊源 6 では、Fig. II. 3. 52 より、各検出点からはほぼ等距離にあることがわかる。そのスペクトルは、破壊源 5 の場合に比較して全体的に平坦になっており、ピークの位置も各検出点で異なっていた。点 B、点 C で検出された A E 波動から求めたスペクトルを Fig. II. 3. 54 に示す。

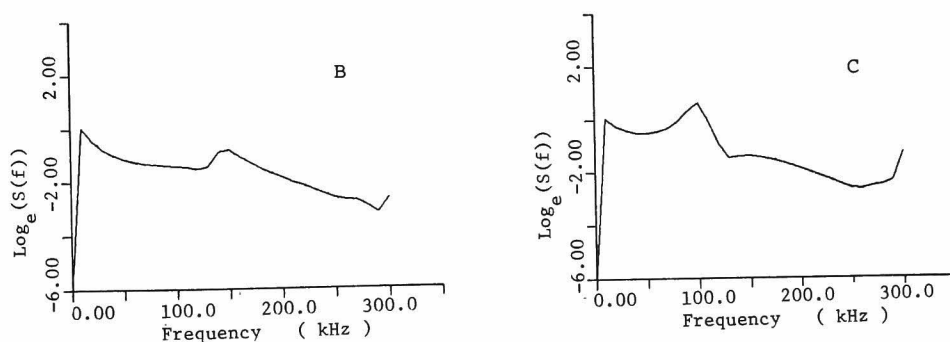


Fig.II.3.54 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source
6 detected by the transducers B and C shown in Fig.II.3.52.

モルタルの一軸圧縮試験の結果から採用した破壊源を Fig. II. 3. 55 に示す。その破壊源 6 に対する発生源スペクトルの例が Fig. II. 3. 56 である。E 点でのスペクトルは、C 点でのものに比して、少々、150 kHz 付近のピークが低くなっているが、両者のスペクトル形状は非常に類似している。

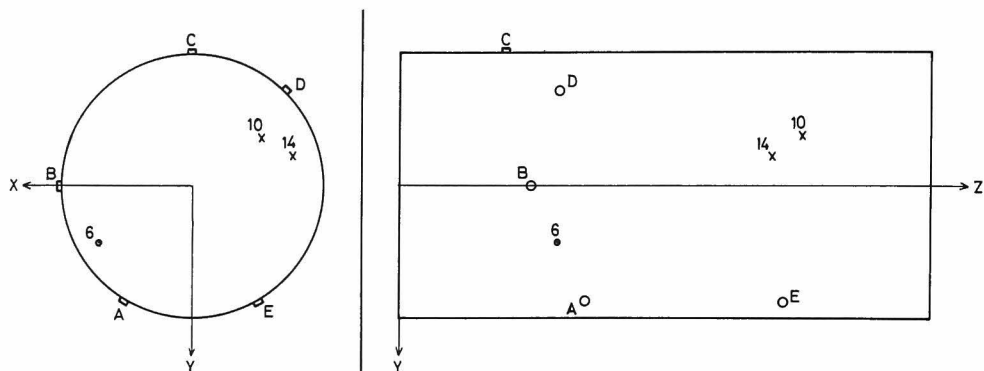


Fig.II.3.55 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 6, 10, 14 in a uniaxial compression test of mortar.

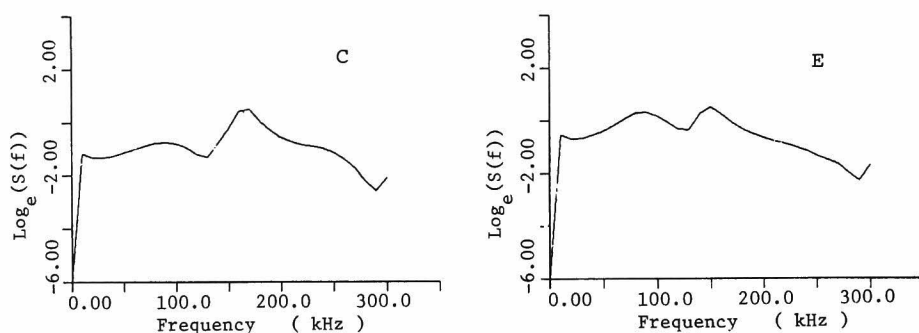


Fig.II.3.56 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source 6 detected by the transducers C and E shown in Fig.II.3.55.

次に、ほぼ同じ位置で発生した破壊源 10, 14 に対して、点 E で検出された波動より求めたスペクトルを Fig. II. 3. 57 に示す。この 2 つはかなり異なったスペクトル特性を示している。

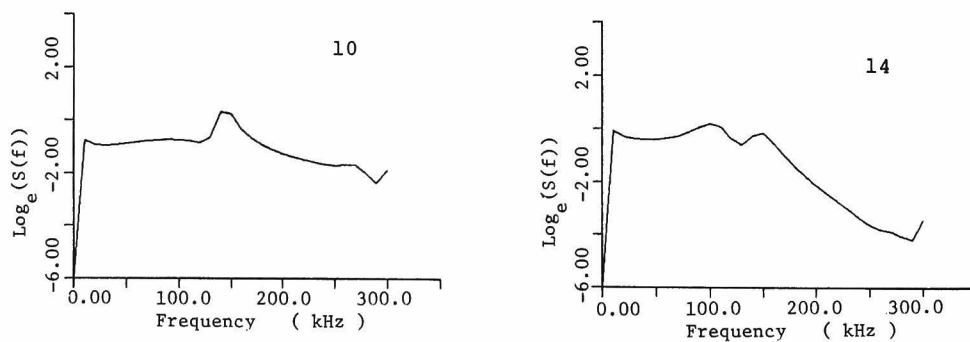


Fig.II.3.57 MEM spectra of P-wave first motions generated at the sources 10 and 14 detected by the transducer E shown in Fig.II.3.55.

このように、一軸試験の結果からは、3・4・2項で考察した結果を支持するように、AE波動の発生源スペクトルは、引張クラックではピークを持ち、せん断クラックその他の機構では平坦となることが認められた。さらに、引張クラックの発生機構に対しては、発生源スペクトルの各検出点での結果が一致すること、およびその他の機構では検出点によりそのスペクトルが異なることがわかった。

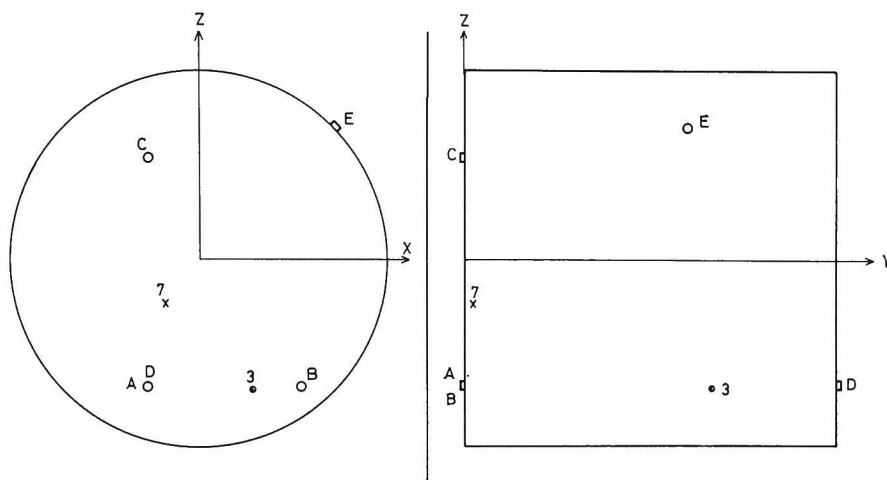


Fig.II.3.58 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 3, 7 in a split test of concrete.

コンクリートの割裂試験では、Fig. II 3.58に示す破壊源3と7を選んだ。破壊源3のスペクトルでは、D点から検出されたものを除いて、他の4つのスペクトルは完全に一致した。例として、

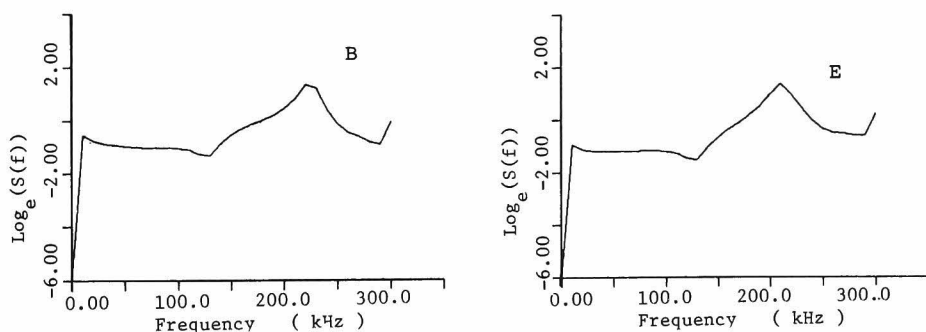


Fig.II.3.59 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source 3 detected by the transducers B and E shown in Fig.II.3.58.

点B, 点Eより得られたスペクトルをFig. II. 3. 59に示す。

破壊源7に対するスペクトルでは, 各検出点により異なるスペクトルが得られた。例をFig. II. 3. 60に示す。点B, 点Cは破壊源7からはほぼ等距離にあり, かつ表面クラックの発達すると考え

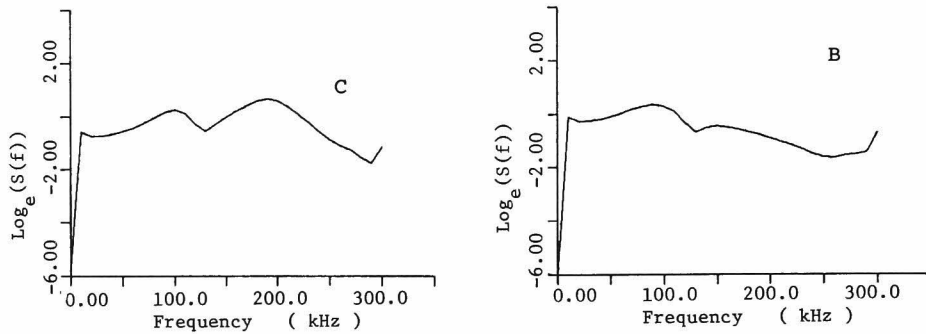


Fig.II.3.60 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source 7 detected by the transducers B and C shown in Fig.II.3.58.

られる面に対して異なる側に存在する。2つのスペクトルを見れば, 点Bでは低周波数側に, 点Cでは高周波数側にピークが観察される。この破壊機構をセン断転位とすれば, 音響字で著名なドップラー効果のような現象によって, 転位の進行方向に依存してこのような差異が生じたと考えられるかもしれない。

モルタルの割裂試験での例を, Fig. II. 3. 61, Fig. II. 3. 62, Fig. II. 3. 63に示す。

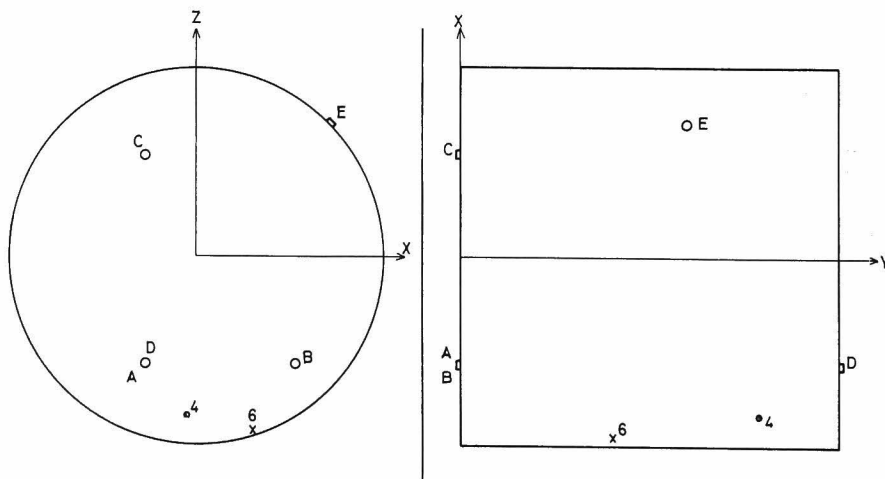


Fig.II.3.61 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 4, 6 in a split test of mortar.

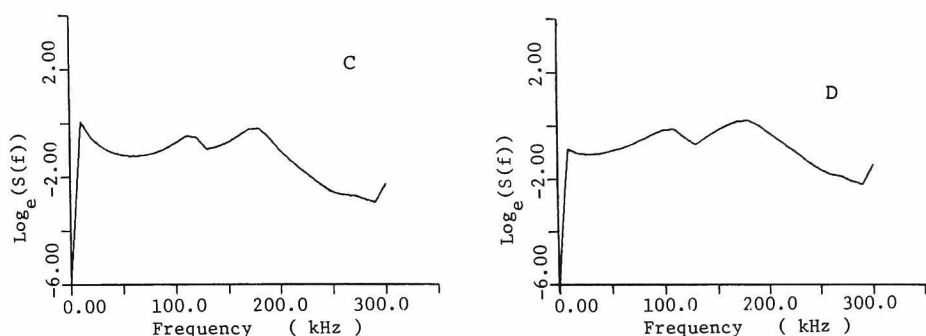


Fig.II.3.62 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source
4 detected by the transducers C and D shown in Fig.II.3.61.

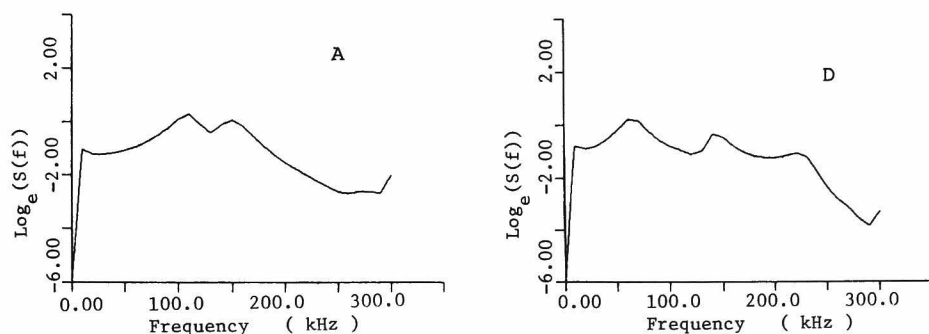


Fig.II.3.63 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source
6 detected by the transducers A and D shown in Fig.II.3.63.

Fig. II 3.62より、破壊源4に対して最も近い検出点Dと最も遠い検出点Cの2点でのスペクトルが、よく一致していることがわかる。破壊源6に対して、ほぼ対称と思われる点Aと点Dで求められたスペクトルは、2個のピークを持つ点では一致しているが、その低周波数側のピークの位置が異なる。

このように割裂試験でも、引張クラックに対する発生源スペクトルは、ピークを持ち、その形状は各検出点より求められたもので一致すること、セン断その他の機構により求められた発生源スペクトルでは、そのピークの位置が各検出点により異なることが認められた。セン断の結果におけるそのような差異は、クラックの進行方向に関する情報と関係していることが示唆された。

次に、単鉄筋コンクリートはりの曲げ試験において採用した破壊源をFig. II.3.64に示す。破壊源7に対するスペクトルでは、点Bと点Eでのものが類似しており、それとは異なって他の3つが類似していた。点Aと点Bから検出されたAE波動の発生源スペクトルをFig. II.3.65に示す。点Aでのスペクトルは、モルタル供試体の割裂試験でも見られた2つのピークを有している。

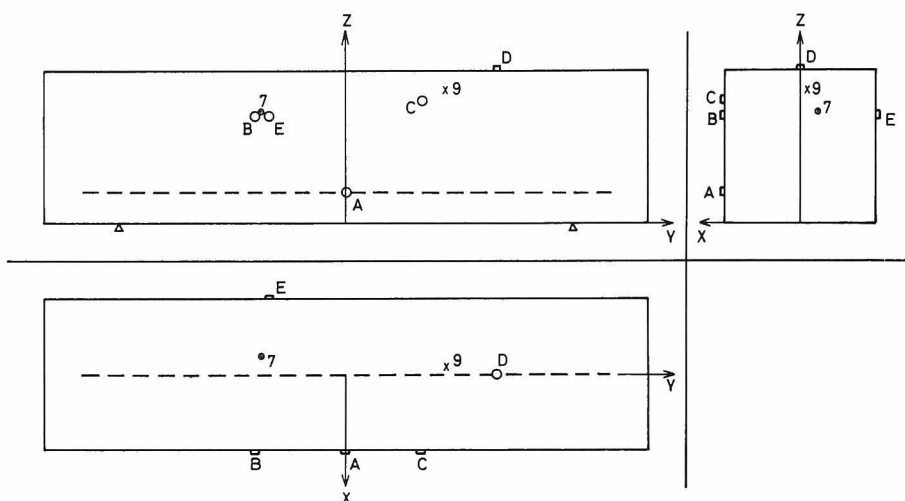


Fig.II.3.64 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 7, 9 in a bending test of a reinforced concrete beam.

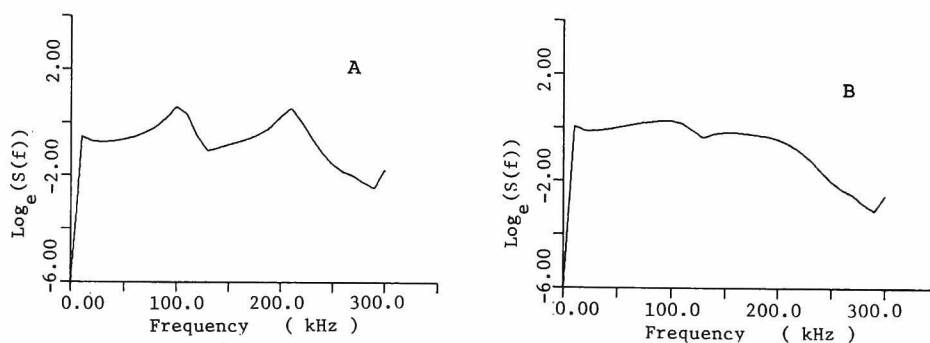


Fig.II.3.65 MEM spectra of P-wave first motions generated at the source 7 detected by the transducers A and B shown in Fig.II.3.64.

それに対して点Bでのスペクトルでは、ピークが明らかでない。破壊源7は、引張クラックに対応したものである。曲げ試験であることを考慮すれば、このクラックは、Fig.Ⅱ.3.64で鉄筋の軸方向に開口したと考えられる。その場合、点Bと点Eはクラックの開口の方向と直交する位置に存在することがわかる。これらの検出点でのスペクトルが他と異なり、明確なピークを有していないのはこのためではないかと考えられる。また、破壊源9では、せん断その他の機構に対応して、やはり各点で異なるスペクトルとなった。

単鉄筋モルタルはりでの結果の例をFig.Ⅱ.3.66, Fig.Ⅱ.3.67に示す。破壊源2と3は、荷重段階および発生位置がほぼ同じで、発生機構も同じである。

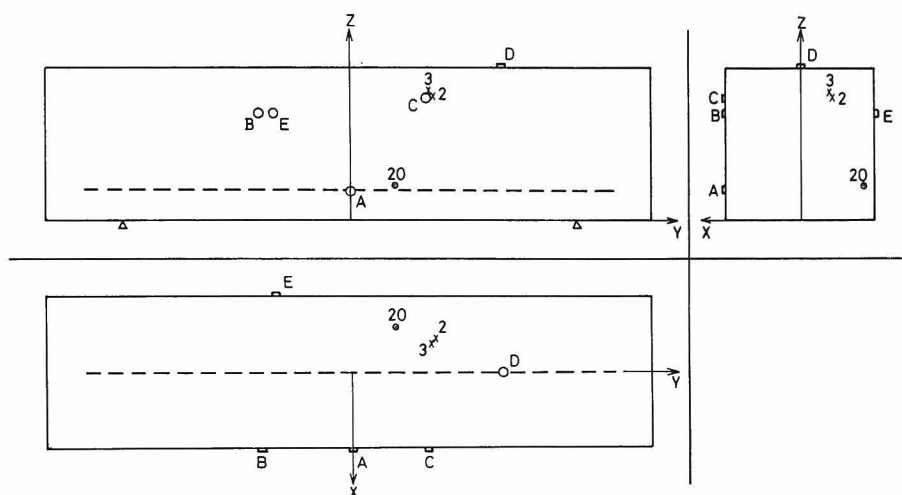


Fig.II.3.66 Location of transducers A, B, C, D, E and sources 2, 3, 20
in a bending test of a reinforced mortar beam.

この場合の発生源スペクトルは、これまでと同様に、5箇所の検出点で異なっていた。しかし、同じ検出点では、2つの破壊源に対してほぼ同じスペクトルが得られた。そのD点での例をFig.Ⅱ.3.67に示した。

このように、本項での実験結果より、種々の破壊機構に対するAEの発生源スペクトルに関する知識がもたされた。

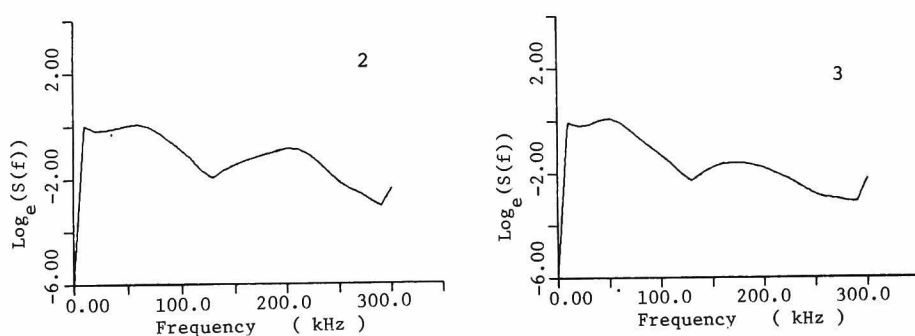


Fig.II.3.67 MEM spectra of P-wave first motions generated at the sources
2 and 3 detected by the transducer D shown in Fig.II.3.66.

3. 5 本章の結論

本章は、コンクリート材料におけるA E波の周波数特性について考察したものである。材料の微小破壊により発生するA E波の周波数成分は、発生機構のみならず、伝達経路における種々の因子に影響されると考えられる。本章では、周波数領域でのそのような要因を線形システム論により検討し、それらの補正を行うことによって、発生源スペクトルまで到達する分析法とその結果として得られるスペクトルに関して詳細な考察を行った。

3. 2節では、計測システムで特に問題となるA E変換子の周波数応答特性について検討し、その補正法を考察した。その結果、次のようなことが明らかになった。

1) A E変換子900BA-4Dの周波数応答特性に関する解析と実験の結果から、900BA-4Dは本研究で採用した計測周波数帯では、1次共振周波数のみを持つ縦効果の振動子と考えられることがわかった。また、線形システム論に基づいた簡単な実験により、変換子を除いた計測系の周波数応答特性は、計測周波数帯で平坦でありほとんど問題とならないことが示された。

2) 割裂試験で検出されたA E波のスペクトル分析により、A Eのスペクトルには変換子の共振特性が大きく影響することが認められた。そこで、検出されたA E波の周波数成分における変換子の周波数応答特性の補正法を考察し、その妥当性を実験により確めた。

3. 3節では、一軸圧縮試験、割裂試験、単鉄筋はりの曲げ試験を行って、実際に検出されるA E波のスペクトル成分とその破壊過程との関係およびスペクトル成分に影響を与える因子について考察した。

3) 一軸試験の結果からは、モルタルのような均質材料ではその破壊過程でスペクトルはあまり変動しないが、コンクリートではかなり変動することが認められた。それは、スペクトルのピーク周波数と変動係数によって破壊過程を検討した結果でも認められた。

4) 割裂試験の過程では、そのスペクトルはほとんど変化しないことが認められた。それに対して、単鉄筋はりの曲げ試験では変動が大きかった。また、これらの実験結果から、スペクトルそのものでなくともピーク周波数と変動係数によって、スペクトルの特徴を把握することが可能であり、それが材料の破壊過程および内部構造の変化に対応して変動することが認められた。

5) A E波のランニングスペクトルを求めた結果、A E波のスペクトルには、初動の到達から300 μ sec程度の間に主要な周波数成分およびエネルギー成分が含まれていることが明らかになった。そして、A E変換子の応答特性の影響も、その間に現われることが認められた。

6) A E波のコヒーレンスに関する考察によって、A E波の周波数成分には供試体の形状による共振の影響はないことが認められた。自己相関に関する考察では、A E波には反射波が含まれていることが明らかになった。そのため、発生源におけるスペクトル特性を考察しようとするなら

ば、反射波の影響を除くことが必要と考えられた。

3.4節では、A E波動の周波数分析を、発生機構を解明するための周波数領域での波形解析法として位置づけた。そこで、まず、検出されたA E波動の周波数特性を、発生位置と発生機構の関係より考察した。次に、供試体内の波動伝播における距離による高周波の減衰をQ値により定量化し、コンクリート、モルタル供試体のQ値を実験により求めた。そして、それを考慮することにより、A E波動の縦波初動の部分を対象として発生源スペクトルを求めた。その結果は、次のようである。

7) 破壊源探査を行った結果、A E波動の周波数成分は、発生位置の影響をうけ、検出点および供試体内の伝播経路により異なることがわかった。特に、伝播経路中の既存のクラックとか骨材の影響が大きいと考えられた。

8) 発生機構の分類によって、A E波動の周波数特性は、発生機構と関係していることが明らかになった。結果によれば、引張クラックによるA E波動のスペクトルには明確なピークが存在するが、セン断その他の機構によって発生したA E波動のスペクトルは平坦であることが認められた。

9) A E波動の発生源スペクトルの特性は、発生機構と非常によく対応することが認められた。引張クラックの場合には、どの検出点で得られたA E波動に対しても発生源スペクトルは、ほぼ同じピークを持ち、セン断その他の機構によるA E波動のスペクトルは、平坦であり検出点により異なることが認められた。このような結果は、スペクトル特性が、破壊源での破壊の進行方向に依存していることを示唆するものと考えられる。

本章での考察により、A E波動の周波数特性の一部が解明されたと考えられる。現実には、周波数特性をA Eのパラメーターとして、構造物の健全度の推定、非破壊試験などに適用するには、さらに多くの検討が必要であろう。しかしながら、発生機構との対応なども明らかになったことより、A Eのパラメーターとしての位置づけは行うことができたと思われる。

第 4 章 A E 波動の波形解析と発生機構に関する考察

4. 1 はじめに

本論文の第Ⅱ部では、A E の波動自身に着目し、理論的、実験的な検討を行ってきた。その理論的な根拠は、全て第 1 章で述べたものである。第 1 章前半部では、A E 波動が弾性体内部で生じた転位により発生する弾性波であると考えた場合の数学的表示式を検討した。それに基づいて、第 2 章では、放射形式に関する考察を行い、A E 波動を転位モデルから発生する弾性波として取り扱う妥当性を示した。また、第 1 章後半部では、A E 波動を検出する際の伝達経路が線形システムと考えられることに基づいて、時間領域と周波数領域の 2 つの領域での波形の解析可能性を明らかにした。第 3 章では、その線形システムの考え方を適用し、A E 波形の周波数領域での諸特性を広範囲に検討した。

これらの結果により、A E 波動と発生機構の関係が、ある程度、解明された。本章では、これをさらに進めて、A E の発生機構を解明するための波形解析法について考察する。

第 1 章でも述べたように A E の発生機構に関する従来の研究は、発生した A E 現象と材料内の微細構造の関係に基づいたものがほとんどであった^{121), 122)}。したがって、A E 波動との関係については、未解明の部分が多く⁴⁸⁾、最近になり少し報告が見られるようになった程度である²⁰⁴⁾。

金属を対象とした分野では、そのような研究の方向において、板材を対象として A E 波動のシミュレーション解析が行われている^{205), 206), 207)}。この研究では、板材を伝播する弾性波動を解析することに関心が行われており、実際に検出される A E 波動との対応などは検討していない。この他では、A E 波動を確率過程論的に扱った研究なども見られる²⁰⁸⁾。

さらに、A E 波動から発生機構を明らかにする新しい手法として、逆合積法を適用することが試みられている⁴⁸⁾。それは、原波形解析などとも呼ばれている²⁰⁹⁾。ただし、これらの研究では、実験的な手法とか A E 変換子の較正に重きを置いており、発生機構の解明までには到っていないのが現状である。

そこで、本章の前半部では、本研究で使用した A E 計測装置により実際に検出される A E 波動を、第 1 章で述べた A E 波動の表示式に基づいてシミュレーション解析することを試みる。以下では、まず、第 2 章でも述べた Lamb の問題を採用し、モデル供試体での実験により検出された A E 波動とシミュレーション解析法の妥当性を確めた後、同じ供試体を使用して割裂試験、押し抜きセン断試験を行い、発生する A E 波動を検出し、それを転位モデルから発生する弾性波動としてシミュレーション解析することを試みる。

後半部では、A E 波動から直接にその発生源での動力学的な要因を決定する手法として、逆合積法について検討する。

ここまでは、時間領域での解析であるが、第 3 章でも述べたように周波数領域での考察からも波形解析は可能である。^{210), 211)}そこで、本章の最後では、これらをも考慮して、発生機構の解明のための波形解析法を詳細に検討する。本章は、第 II 部でもたらされた新しい知見の総合とそれらの適用に関する考察を目的としている。

4. 2 擬似 A E 発生源より生じる A E 波動²¹²⁾

4. 2. 1 Lamb の問題

実際の微小破壊により発生する A E 波動を解明する前に、A E が弾性波動としてシミュレートできるかどうかを検討する必要がある。そこで、本節では擬似的な A E 発生源より生じる A E 波動を検出し、これを Lamb の問題としてシミュレーション解析することを試みる。そのような波動の 1 例は、すでに、第 I 部第 4 章の 4・3・1 項で検討した。

Lamb の問題については、第 1 章で述べたように、古くから多くの研究者により研究されている。そこでの実験的な研究は、そのような解析解の検証として始められた。そして、主に行われたのは、動ひずみ計などの低周波数域を対象とした計測装置を使用して、鋼球の自由落下の衝撃により生じる波動の検出であった。^{214), 215)}

A E 計測装置を用いた Lamb の実験は、Brechenridge²¹⁶⁾によって初めて行われた。彼の研究は、その後の A E 波動と発生機構に関する理論的な研究の先駆となった。⁴⁸⁾ただし、彼の研究で、最も大きな影響を与えたものは、彼が電気容量型の変位計²¹⁷⁾を考案したことであった。²¹⁸⁾金属分野で、最近注目され始めた上述の発生機構の解明に関する研究では、ほとんどがそれを A E 変換子として使用している。ただし、この変換子は、供試体表面とわずかに離して設けられた電極間距離の変化による電気容量の変化を検出するものであり、岩質材料には適さない。

以下では、第 II 部の実験で使用している A E 計測システムにより得られた波形を対象として考察を行う。したがって、本節での考察は、研究例は全く見られないが、一般に見られる他の市販の A E 計測装置によっても同様に行うことができるであろう。また、第 I 部の 4・3・1 項では、実験的に A E 波動の伝播特性を検討したが、本節の考察はその理論的な裏付けを与えるものと考えられる。

4. 2. 2 Lamb の実験と A E 波動の解析

(1) 実験概要

実験では、半無限弾性体のモデルとして、Table II・4・1 に示すような配合のモルタル、コン

クリートにより $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 6\text{cm}$ の供試体を作製した。予備試験の結果、モルタル、コンクリートの縦波伝播速度 v_p は、それぞれ 4000m/sec 4300m/sec であり、ポアソン比は共に 0.2 であった。

Table II.4.1 Mix proportion of mortar and concrete.

	Maximum gravel size (mm)	C (kg/m ³)	W (kg/m ³)	W/C (—)	S/a (%)	S (kg/m ³)	G (kg/m ³)
Mortar	—	595	357	0.6	—	1190	—
Concrete	10	313	197	0.63	34	626	1252

これより横波速度 v_s は、それぞれ、 2450m/sec 、 2630m/sec と求められる。

A E変換子は905S を使用し、周波数帯は $10\text{kHz} \sim 300\text{kHz}$ 、増幅度は 60dB に設定した。検出されたA E波動は、1 波形に対してサンプリング時間間隔 50nsec の 1024 個のデジタルデータとしてウェーブメモリに記憶させ、カセットテープに収録した。

第 I 章の $1 \cdot 2 \cdot 2$ 項で述べた表面パルスの Lamb の問題に対する実験は、Fig II・4・1 に示すように供試体上面の中心、図の座標系の原点に、擬似 A E 発生源として A E 変換子 905 S を設置した。

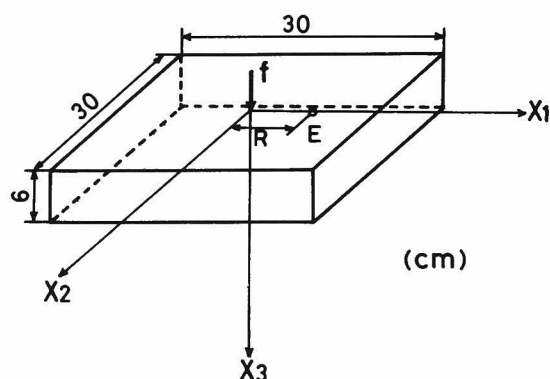


Fig.II.4.1 Sketch of the experiment for the surface pulse of Lamb's problem.

これを加振器として用い、方形波電圧パルスを入力して集中力 $f(t)$ を生じさせた。ここで供試体は、全ての境界が自由表面となるように4隅のみを支持した。A E波動は、図のように供試体上面の原点から R 離れた点 E に設置した同じ A E 変換子 905 S で上述の計測システムを用いて検出した。

また、Lamb の問題の内部パルスの実験は、同じ供試体の下面の中心、Fig II・4・1によれば点 $(0, 0, 6)$ に擬似 A E 発生源として変換子 905 S を設置し、同様な実験を行った。

本実験の供試体は、実際には半無限体ではなく、さらに、内部パルスの実験では集中力の作用する点は弾性体内部の点ではない。そのため、供試体下面および側面からの反射波が、検出波形に大きな影響を与えることが予想される。しかし、この影響で波の擾乱が生じる以前の過渡的な時間内での初動部分のみに着目すれば、近似的に半無限体での波動と考えてよいであろう。実際に、1 波形の記録時間が約 $50 \mu\text{sec}$ であることから、ウェーブメモリの記録波形におけるトリガー前の部分を考慮すれば、数 $10 \mu\text{sec}$ 程度の初動部分が検出されることになる。供試体に使用したモルタル、コンクリートの弾性波速度を考慮すれば、 $R = 2.5 \text{ cm} \sim 7.5 \text{ cm}$ ならば反射波の影響は初動から数 $10 \mu\text{sec}$ の間には現われないと考えられる。

実験では、表面パルスの場合は $R = 2.5 \text{ cm}$, 5 cm の点で、内部パルスの場合には $R = 2.5 \text{ cm}$, 5 cm , 7.5 cm の点で A E 波動を検出した。また、擬似 A E 発生源の変換子に入力した方形波電圧パルスは、 30 kHz (パルスの継続時間, $T_d = 16.7 \mu\text{sec}$), 40 kHz ($T_d = 12.5 \mu\text{sec}$) の 2 種類である。

(2) 解析手法

本実験は、Lamb の問題の表面および内部で集中力 $f(t)$ が作用する場合に対応している。しかし、A E 変換子 905 S の応答特性と集中力 $f(t)$ の関数型が未知である。

A E 変換子 905 S は、構成材料として円板形の圧電素子を用いている。第 3 章での考察より明らかになったように、円板形の圧電素子は縦効果の振動子と考えることができる。

したがって、Fig II・4・2 に示すような座標系をとれば、擬似 A E 発生源では X_3 方向に集中力が生じ、検出点では X_3 方向の波動成分を検出すると考えられる。

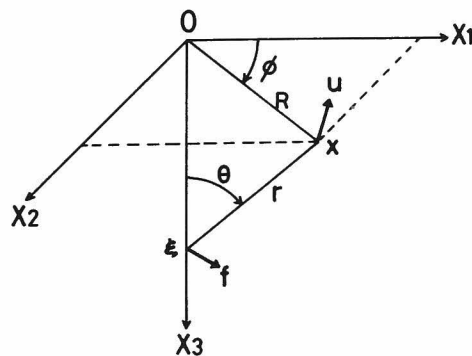


Fig.II.4.2 Geometry of Lamb's problem. The plane $x_3 = 0$ is a free surface.

また、縦効果の圧電素子にステップ電圧が入力された場合、発生する力はステップ関数でなく、立ち上がり時間を持つ関数となる⁴⁵⁾ことが知られている。そこで、継続時間 T_d の方形波電圧パルスによって生じる集中力 $f(t)$ を、Fig II・4・3 に示すような立ち上がり時間 T_r を持つ滑らかな関数と仮定した。

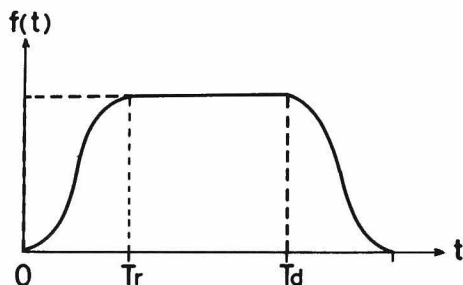


Fig.II.4.3 Quadrate pulse (broken line) and assumed force time curve (solid line)

さらに、A E変換子 905 Sは裏込め材により質量を持ち、第3章の結果より明らかなように共振周波数が1MHzである。これらのことより、検出側の変換子は、実験の周波数帯では、 X_3 方向の加速度 \ddot{u}_3 を検出していると考えた。

このとき、 \ddot{u}_3 は、式(II-1-42)に基づいて Fig II・4・2を参照すれば次のように表わされる。

$$\ddot{u}_3(t) = \int_0^t G_{33}(x, t-\tau; \xi) \frac{d^2 f}{d\tau^2}(\tau) d\tau \quad (\text{II}-4-1)$$

ここで、2つの変換子を直接に貼り合せ、一方に方形波電圧パルスを入力した場合、他方から検出される出力 $k(t)$ を考える。これは、式(II-4-1)で、 G_{33} がデルタ関数となる場合に対応し、次のようになるであろう。

$$k(t) = \frac{d^2 f}{dt^2}(t) \quad (\text{II}-4-2)$$

そこで、実際に実験を行って、検出された波動から式(II-4-2)に従い2回積分がFig II・4・3のようになる微分可能な近似関数 $k(t)$ を決定した。

30 kHzの方形波電圧パルス($T_d = 16.7 \mu\text{sec}$)を入力した場合の検出波形とそれより決定した近

似関数 $k(t)$ を Fig II・4・4 に示す。図の近似関数 $k(t)$ は、方形波の立ち上り ($0 \leq t \leq T_r$) に相

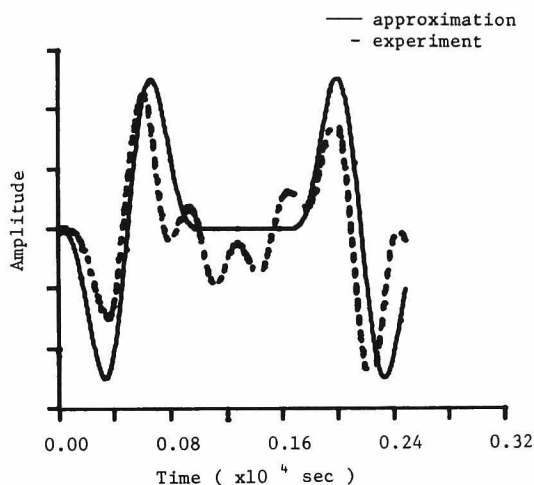


Fig.II.4.4 Detected waveform for the quadrate pulse ($T_d = 16.7 \mu\text{sec}$) and approximate function $k(t)$ by eq.(II-4-4).

当する部分が、次のような関数で表わされている。

$$k(t) = -\cos^3\left(\frac{\pi}{T_r} t - \frac{\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi}{T_r} t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (T_r = 10 \mu\text{sec}) \quad (\text{II}-4-3)$$

以上の仮定に基づき、実験により得られた A E 波動を式 (II-4-1)、式 (II-4-2) を用いて、次式により解析することにした。

$$\ddot{u}_3(t) = \int_0^t G_{33}(x, t-\tau; \xi) k(\tau) d\tau \quad (\text{II}-4-4)$$

ここで、 G_{33} は、表面パルス、内部パルスに対応して、それぞれ式 (II-1-35)、式 (II-1-32) より求めた。

4・2・3 実験結果およびシミュレーション解析結果

表面パルスの実験より得られた A E 波動と式 (II-4-4) より求めた検出点での解析波動の例を Fig II・4・5～Fig II・4・7 に示す。図中の縦軸は、実験結果では電圧であり、解析結果では加速度となるが、正確な変換率は不明なためスケールは示さなかった。また、初動の到達時間は、解析結果では距離 R に対応しているが、実験結果ではウェーブメモリでトリガーした時刻は不明であり、図中の初動前の時間に意味はない。

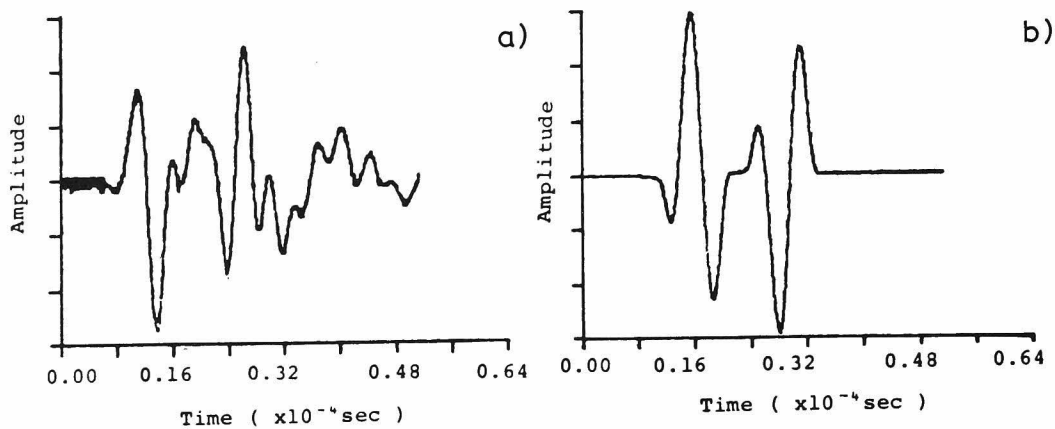


Fig.II.4.5 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in mortar,
a) detected and b) simulated for $R = 2.5$ cm, $T_d = 12.5$ μ sec.

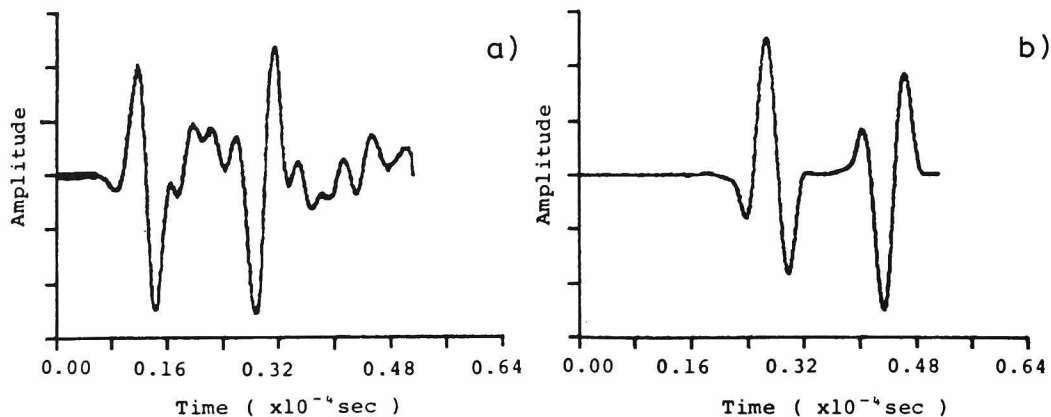


Fig.II.4.6 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in mortar,
a) detected and b) simulated for $R = 5.0$ cm, $T_d = 16.7$ μ sec.

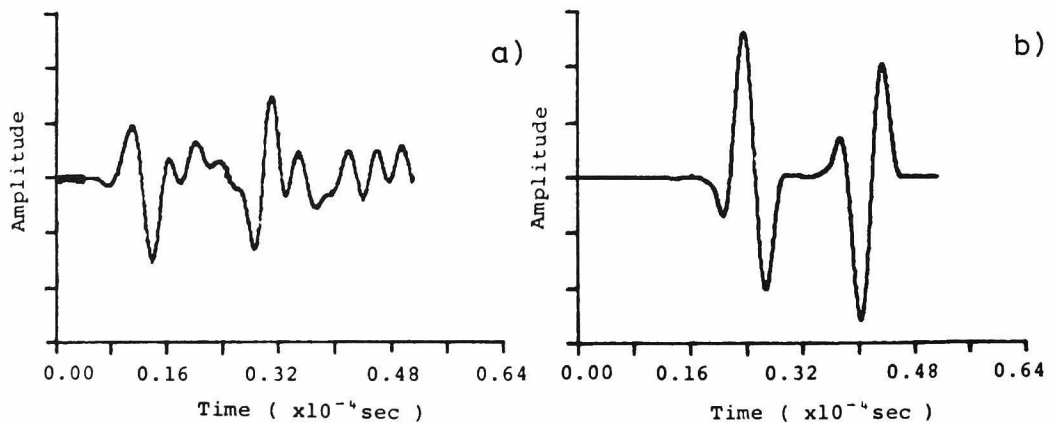


Fig.II.4.7 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in concrete
, a) detected and b) simulated for $R = 5.0$ cm, $T_d = 16.7$ μ sec.

FigII・4・5とFigII・4・6は、モルタル供試体で方形波の継続時間 T_d と距離 R が異なる場合の結果である。解析波形を比較すれば、距離 R に対応して初動の到達時刻が異なり、 T_d に対応して解析波形の継続時間が異なっているのがわかる。しかし、方形波の立ち上りに対応する波動部分は、解析的には差異はないことにより一致しているのがわかる。FigII・4・6とFigII・4・7は、方形波の継続時間 T_d と距離 R が同じである場合のモルタルとコンクリート供試体における結果である。2つの解析波形を見れば、その相異は到達時間のみのようである。これは、表面パルスのLamb解にはポアソン比が大きく影響するが、解析ではモルタル、コンクリートともにポアソン比を0.2としたためであろう。また、Lamb解では、縦波、横波（SV波）は小さく、Rayleigh波が非常に大きく現われる。¹⁴⁶⁾したがって、図中の主要な波動はRayleigh波成分であり、そのことは到達時間からもわかる。

FigII・4・5、FigII・4・6を見れば、近似関数 $k(t)$ で表現し得なかった微動を除いて、実験と解析の波動はよく一致していることがわかる。検出波動では、解析結果と対応する部分以後に、次々と位相の異なる波動が現われている。これは、供試体下面からの反射波の到達すると考えられる時刻にはば対応していることから、境界での反射によるものであろう。

FigII・4・7は、コンクリート供試体における結果の例である。実験と解析の波動は、方形波の下りの部分に対応する付近で少々一致しなくなっている。これは、モルタル供試体では、よく一致していることから考えれば、骨材の影響と思われる。

内部パルスの実験と解析の例をFigII・4・8～FigII・4・11に示す。本実験に対するLamb解では、 $0.42 \leq R/\xi_3 \leq 1.25$ であるため、縦波と横波（SV波）以外にSP波が現われる。

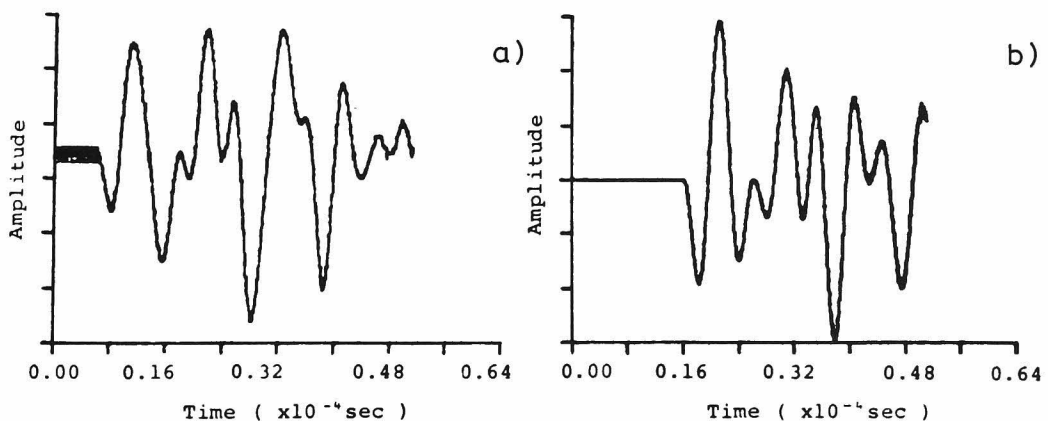


Fig.II.4.8 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar,

a) detected and b) simulated for $R = 2.5$ cm, $T_d = 16.7$ μ sec.

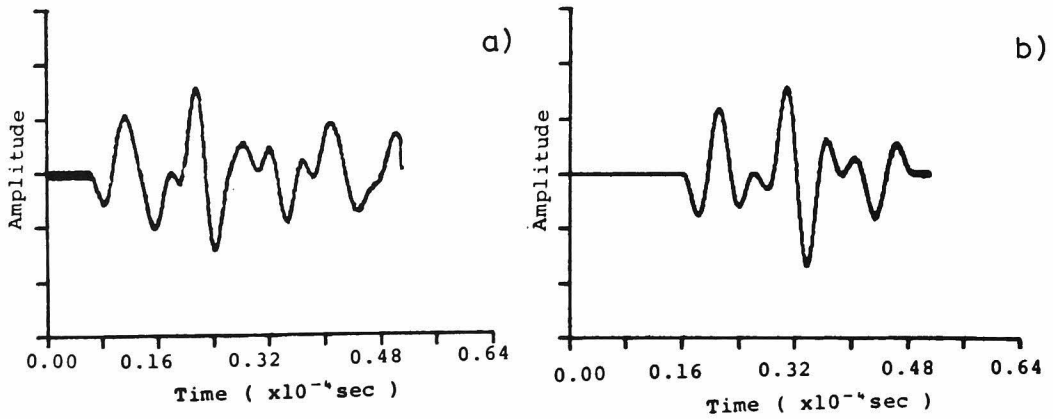


Fig.II.4.9 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R = 2.5$ cm, $T_d = 12.5$ μ sec.

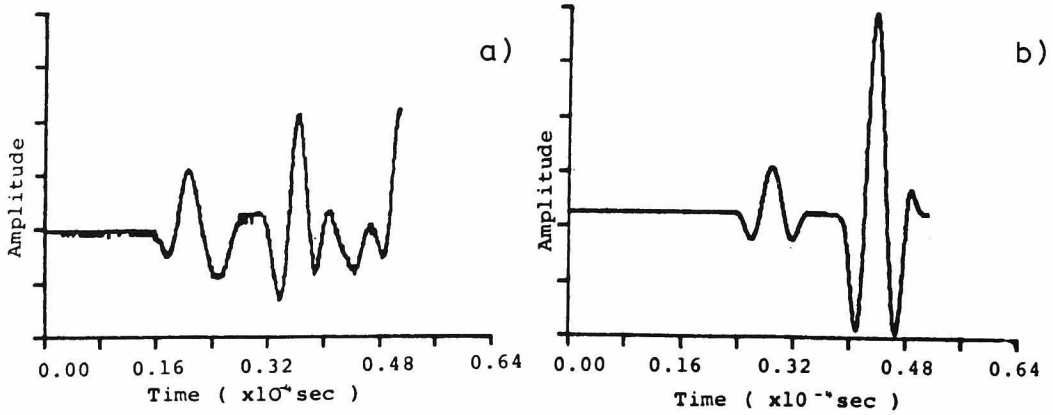


Fig.II.4.10 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R = 7.5$ cm, $T_d = 16.7$ μ sec.

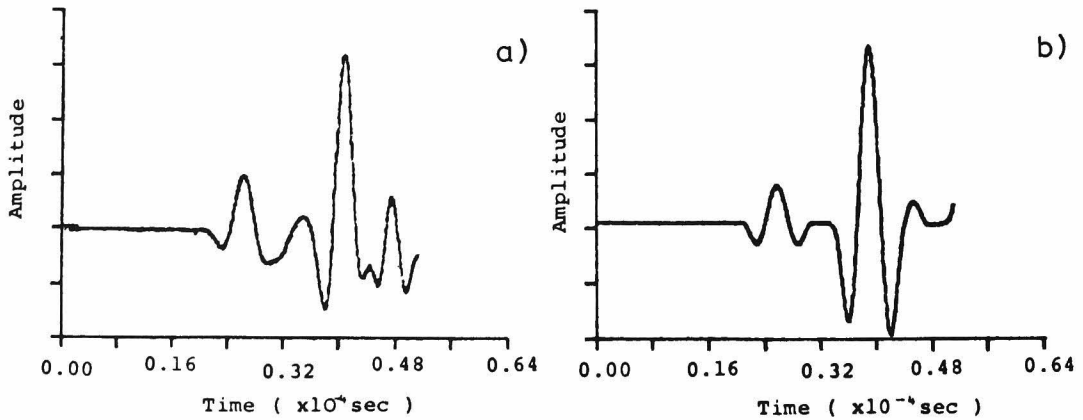


Fig.II.4.11 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in concrete, a) detected and b) simulated for $R = 7.5$ cm, $T_d = 16.7$ μ sec.

そのような例は、第2章の2・2・2項の半無限体に対するグリーン関数の例も参照されたい。

解析では、さらに、継続時間 T_d 後の波動が重なるため、FigII・4・8～FigII・4・11の解析結果は T_d と R によって非常に異なっている。図の到達時間よりその初動が縦波であり、FigII・4・8, FigII・4・9では明瞭でないが、FigII・4・10, FigII・4・11では次に現われているのが横波（SV波）であることがわかる。

FigII・4・8, FigII・4・9は、モルタル供試体で継続時間 T_d の異なる方形波を入力した場合の結果である。実験で検出されたAE波動と式（II-4-4）により求めた検出点での解析波動は、表面パルスの場合よりよく一致している。これは、 T_d 後の波動が重なり、近似関数で表現し得なかった微動の影響が大きく現われなかったためと考えられる。また、解析と実験波動の初動部分の一致より、実験波動の解析波動に対応する部分には、反射の影響は現われていないと思われる。

FigII・4・10, FigII・4・11は、 $R = 7.5 \text{ cm}$ の場合のモルタルとコンクリート供試体における違いを調べたものである。FigII・4・10では、2つの波動はかなりよく一致しているが、FigII・4・11の検出波形では、解析波形と比較すればSV波の波動の後半で波形の位相が急変している。これは、コンクリートの弾性波速度がモルタルより速いため、供試体下面からの反射波の影響が現われたのであろう。

以上の結果より、擬似AE発生源より生じたAE波動は、Lambの問題の表面パルス、内部パルスによる自由表面での弾性波動としてシミュレートできることがわかった。また、検出されたAE波動の解析波動に対応する初動部分には、境界からの反射の影響はほとんど現われなかった。これより、検出波動は、実験に使用した供試体を半無限弾性体として解析しても十分近似しうることが確められた。

4. 3 ²¹²⁾ コンクリート材料の微小破壊により生じるAE波動

4. 3. 1 転位モデルより発生する弾性波動

本節では、実際の微小破壊により発生するAE波動を検出し、それを転位モデルから発生する弾性波動としてシミュレーション解析することを試みる。

コンクリート材料の破壊には、様々な機構が考えられるが、ここでは第2章でも述べた引張クラックとせん断クラックの2つの転位モデルの破壊機構について検討する。

第1章で述べたKnopoff-de Hoopの表示定理に基づいた波動のシミュレーション解析は、地震学の分野で著名である。初期の解析では、深発地震の波形を無限弾性体のグリーン関数を用いてシミュレートすることが行われていた。¹⁴⁹⁾ 最近では、半無限体のグリーン関数を用いて浅発性地震波

の解析も行われている。^{141), 159), 219)}

それらのシミュレーション解析では、断層モデルと名付けられているように、断層面を幾つもの転位面に分割し、断層の動きに対応して転位の生じる領域を移動させている。

AEの発生機構においても、クラックの伝播という現象を考慮するならば、第1章では point dislocation として論議を進めたが、moving dislocation としての取り扱いも必要であるかもしれない。

そこで、第1章の式(II-1-38)に基づいて、moving dislocation の数値実験を行った。対象としたモデルは、引張クラックの転位モデルであり、コンクリート材料のAE発生源に対応すると考えられるものを採用した。その1つは、FigII・4・12 a) に示すように、断層面上を下端

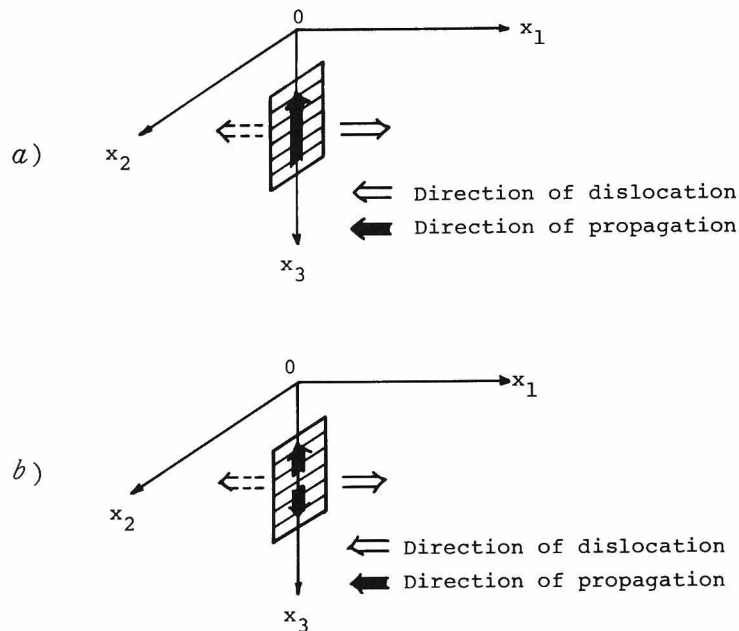


Fig.II.4.12 Moving dislocation model of a tensile crack for a) a unilateral rupture and b) a bilateral rupture.

から上端に向って進行する unilateral rupture であり、もう1つは、図のb) に示す断層面の中心から上下端へ向って同時に進行する bilateral rupture である。これらは、それぞれ曲げ破壊、割裂破壊において発生する引張クラックに対応すると考えられる。

断層モデルの諸量は、次のようである。断層面は、FigII・4・13を参考にして、その中心は $(0, 0, 5)$ とし、 X_3 方向の長さは 0.96cm で、分割数は上下方向のみに6個とした。

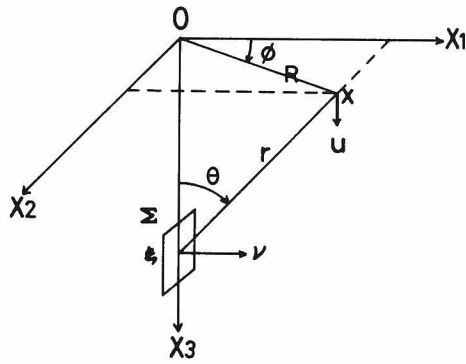


Fig.II.4.13 Geometry of the dislocation surface Σ in a half space.

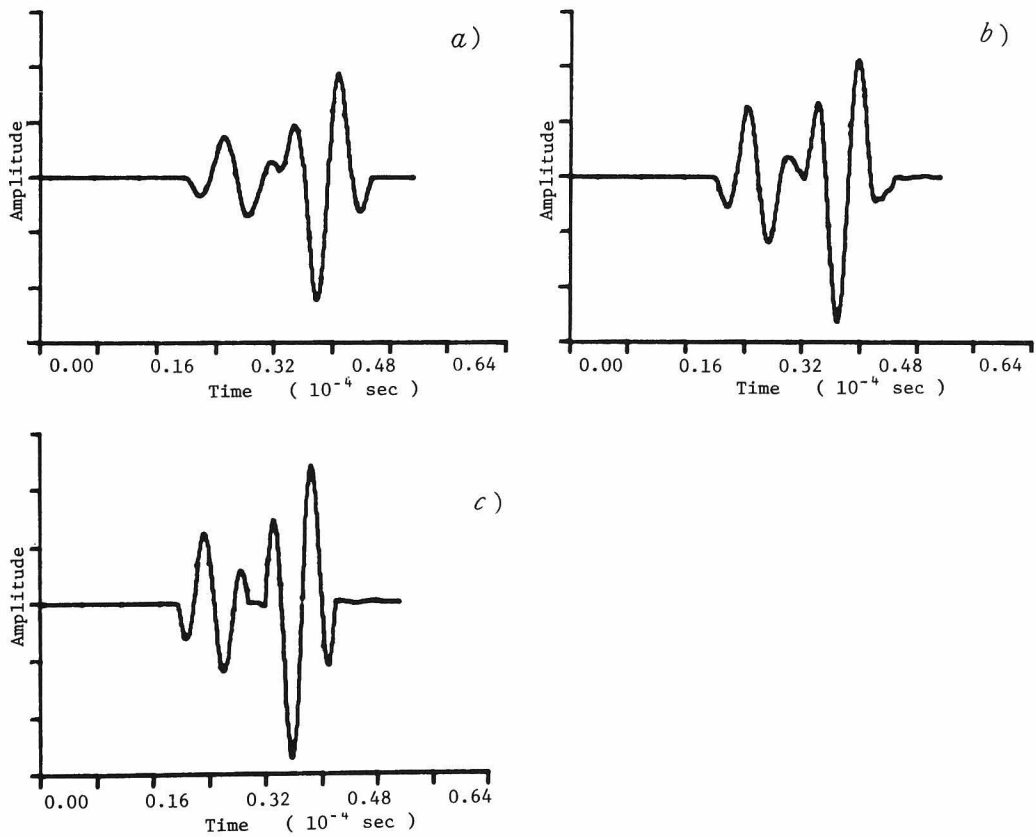


Fig.II.4.14 Simulated AE waveforms due to a) a unilateral moving dislocation, b) a bilateral moving dislocation, and c) a point dislocation.

また、縦波速度 v_p は 3500 m/sec 、ポアソン比は 0.2 、破壊の進行速度 v_f は、横波速度を v_s として $v_f = 0.72 v_s^{220)}$ とした。発生源関数は、次頁での解析と同じ立ち上り部を持つ関数を使用した。

Fig II・4・13において $R = 6 \text{ cm}$ 、 $\phi = 45^\circ$ の点で検出される X_3 方向の加速度波形の解析結果を Fig II・4・14 に示す。

図で a) は unilateral rupture, b) は bilateral rupture によるものであり, c) は比較のために、断層中心で point dislocation が生じた場合を解析した結果である。これらの解析手法の詳細は、次項で述べる。

図より、a), b), c) の3つともその波動には、ほとんど大きな差異はないことがわかる。これだけの結果から全ての場合を推測することは困難ではあるが、A E の発生機構を point dislocation のモデルによって解析する妥当性の1部は示されたと考えられる。したがって、本節の実験波形に対するシミュレーション解析は、全て、式 (II-1-41) によって point dislocation として解析することにした。

4. 3. 2 転位モデルの実験と A E 波動の解析

(1) 実験概要

一般の実験で検出される A E 波動は、伝播経路中の回折波や境界からの反射波が、複雑に重り合っているため、それを完全に解析することは非常に困難である。そこで、前節と同じ供試体を使用し、半無限弾性体での波動現象を検討することにした。

引張クラックを発生させるために、モルタル、コンクリートの供試体により Fig II・4・15 に示すような割裂試験を行った。図のように供試体の上、下面に線荷重を載荷し、 $X_2 - X_3$ 平面の近傍

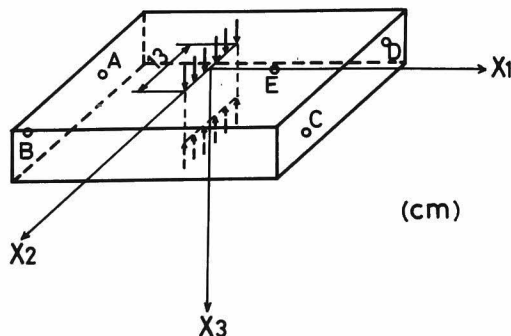


Fig.II.4.15 Sketch of a split test, generating tensile cracks in a half space model specimen.

に引張クラックを生じさせた。載荷は、 20 kg/sec 程度の低速度で行い、A E波動の発生が確認されることに停止させた。そして、発生したA E波動は、図の点Eに設置したA E変換子905Sによって既述の計測システムを用いて検出した。同時に、供試体側面の点A、B、C、DにA E変換子900BA-4Dを設置し、4チャンネルの計測システムによる破壊源探査を行った。ここで、破壊源探査に900BA-4Dを使用した理由は、905Sに比べ900BA-4Dの径は小さく、探査精度が向上すると考えたためである。

セン断クラックの転位モデルに対応しては、Fig II・4・16に示すような押し抜きセン断試験を行った。

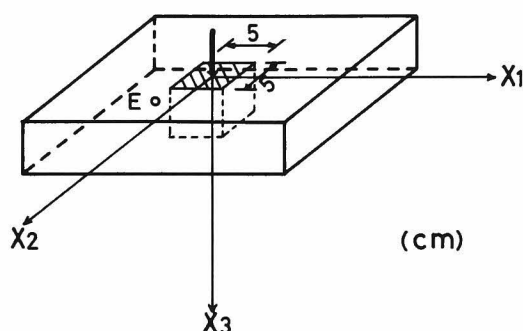


Fig.II.4.16 Sketch of a punching shear test, generating dip-slip shear cracks in a half space model specimen.

(2)解析手法

解析に際しては、実験の破壊形式より、転位面 \mathcal{S} の法線方向は、割裂試験では X_1 方向、押し抜きセン断試験では、 X_3 軸に垂直であると考えた。そして、破壊源探査より求められた破壊位置に関して座標交換を行い、押し抜きセン断試験においても転位面の法線方向を X_1 方向に一致させて、Fig II・4・13と全く同様な座標系を選ぶことにした。

実験での引張クラックとセン断クラックに対応すると考えられる転位モデルをFig II・4・17に示す。

Fig II・4・17 a), b) それぞれの転位モデルに対しては第1章の式(II-1-41)で、 $\nu = (1, 0, 0)$ となること、および前節の結果よりA E変換子905Sが X_3 方向の加速度 \ddot{u}_3 を検出すると考えられることを考慮して、次のようになる。

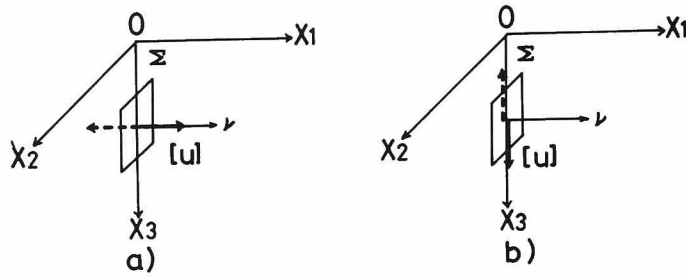


Fig.II.4.17 Source mechanisms and the corresponding dislocation models,
a) tensile crack and b) shear crack.

$$\ddot{u}_3(t) = \int_0^t \{ (\lambda + 2\mu) G_{31,1'}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) + \lambda G_{32,2'}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) + \lambda G_{33,3'}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) \} \frac{d^2}{d\tau^2} [u_1(\tau)] d\tau \quad (\text{II} - 4 - 5)$$

$$\ddot{u}_3(t) = \int_0^t \left\{ \mu G_{33,1'}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) + \mu G_{31,3'}(\mathbf{x}, t-\tau; \xi) \right\} \frac{d^2}{d\tau^2} [u_3(\tau)] d\tau \quad (\text{II} - 4 - 6)$$

上式により、引張クラック、せん断クラックに対応した解析波動を求めるには、破壊源の点 $\xi = (0, 0, \xi_3)$ での転位の時間関数 $[u_1(t)]$, $[u_3(t)]$ を決定しなければならない。

前述の地震学における断層モデルでは、転位の時間関数として、¹⁴⁹⁾ ランプ関数、¹⁹⁰⁾ 指数関数、¹⁹¹⁾ 三角関数、²²¹⁾ 三角関数、²²²⁾ 三角関数などが用いられている。¹⁹²⁾

断層モデルでは、多くの領域に断層面を分割して積分を実行するため、転位関数の微係数の不連続性などの滑らかさに反する点は、重ね合せの結果として相殺される。しかしながら、本節では point dislocation モデルを取り扱っており、さらに、加速度を求めなければならない。そのため、高階までの微係数の滑らかさが必要となる。また、転位は、終局の不連続量を生じ、物理的にその開始時および終結時には転位速度が 0 であると考えられる。

以上のような理由から、転位の時間関数を、前章での解析に際して仮定した $f(t)$ と立ち上り部分が同様な Fig II・4・18 に示すようなものと考えた。したがって、転位 $[u_1]$, $[u_3]$ の時間に関する 2 次導関数は、式 (II-4-3) で表わされる。ただし、立ち上り時間 Tr は、個々のクラッ

クにより異なると考え、実験で検出された波動とよく一致するように定めた。

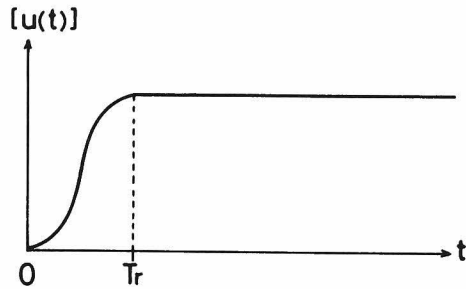


Fig.II.4.18 Assumed source time function.

4. 3. 3 実験結果およびシミュレーション解析結果

本実験での破壊形式が、終局破壊直前までほとんどAEを発生しないものであったため、破壊位置が精度良く求められた現象は、ごくわずかであった。

割裂試験での結果の例を、Fig II・4・19～Fig II・4・21に示す。図で a) が、実験において供試体上面の点Eで検出されたAE波動、b) が、破壊源探索された点で引張クラックが発生したと考え、式(II-4-5)により求めた点Eでのシミュレーション解析波動である。前章と同様に、解析結果にのみ破壊源から検出点Eまでの距離に対応した到達時間が示されている。

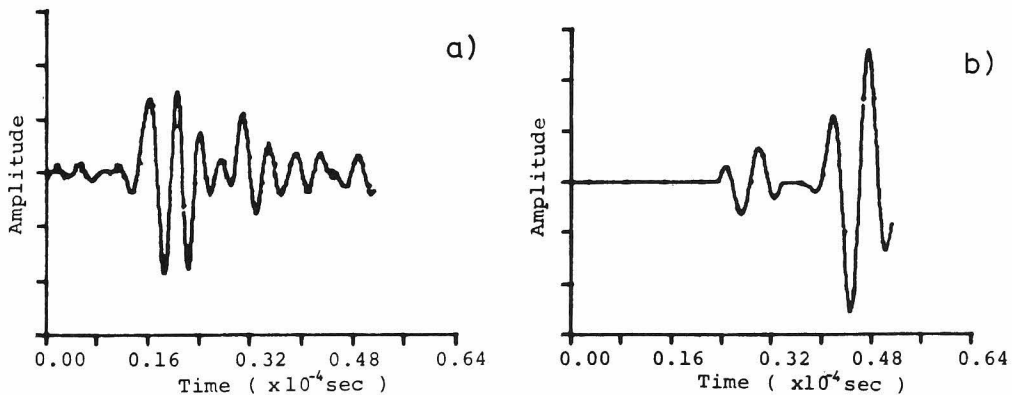


Fig.II.4.19 AE waveforms, a) detected and b) simulated for a tensile crack in mortar, source coordinate $(-0.6, -4.0, 1.1)$ and deduced $T_r = 10 \mu\text{sec}$.

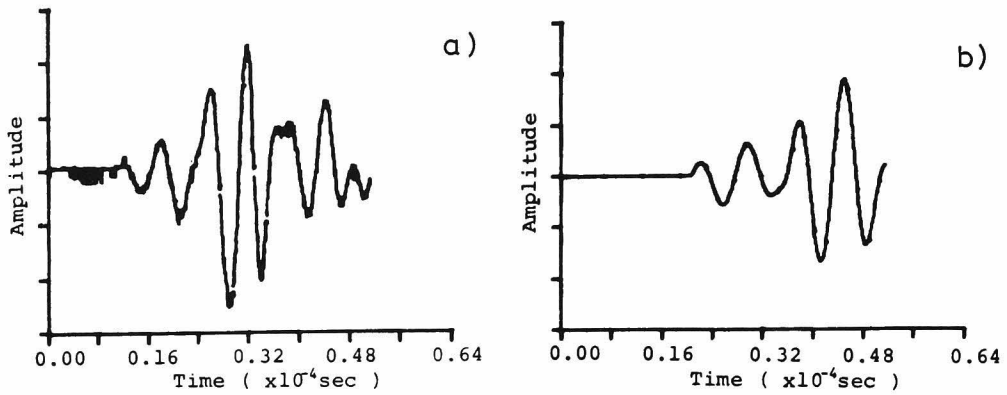


Fig.II.4.20 AE waveforms, a) detected and b) simulated for a tensile crack in concrete, source coordinate (-0.3, 4.0, 1.3) and deduced $T_r = 14 \mu\text{sec}$.

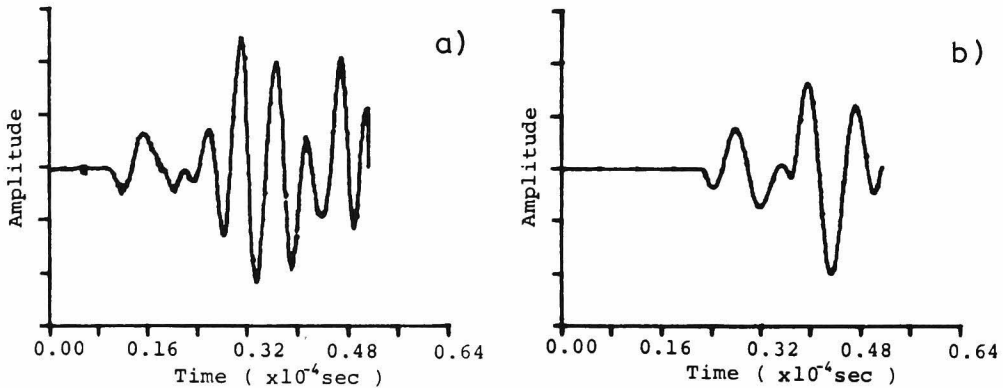


Fig.II.4.21 AE waveforms, a) detected and b) simulated for a tensile crack in concrete, source coordinate (-1.5, -1.0, 3.5) and deduced $T_r = 14 \mu\text{sec}$.

FigII・4・19は、モルタル供試体における結果である。推定した立ち上り時間 T_r と実験より求められたFigII・4・15の座標系に対する破壊源の位置は、図の説明に示した。これから、引張クラックが載荷点近傍の上面から浅い所で発生したことがわかる。AE波動は縦波の到達直後より検出されているが、初動から $30 \mu\text{sec}$ 程度の解析波動と対応する部分はよく一致している。

FigII・4・20, FigII・4・21はコンクリート供試体での結果である。FigII・4・20でも初動から 30 μsec 程度の部分では、実験と解析の波動はよく一致している。また、実験波動では、解析波動に対応する部分の後に、境界からの反射波が到達していることがわかる。FigII・4・21では、実験と解析の波動は初動から 20 μsec 程度しか一致していない。これは、破壊位置がFigII・4・19, FigII・4・20に比べ深い所にあるため、供試体下面からの反射が早く現われたのであろう。

押し抜きセン断試験では、供試体の支持と載荷方法に問題があり、最終的に供試体には曲げ破壊が生じた。しかし、終局破壊前に発生したA Eには、破壊位置がセン断面付近に求められたものがあった。

点Eで検出されたA E波動と転位がdip - slip¹³³⁾型のセン断クラックであると仮定して、式(II - 4 - 6)より求めた点Eでの解析波動が一致した例をFigII・4・22に示す。

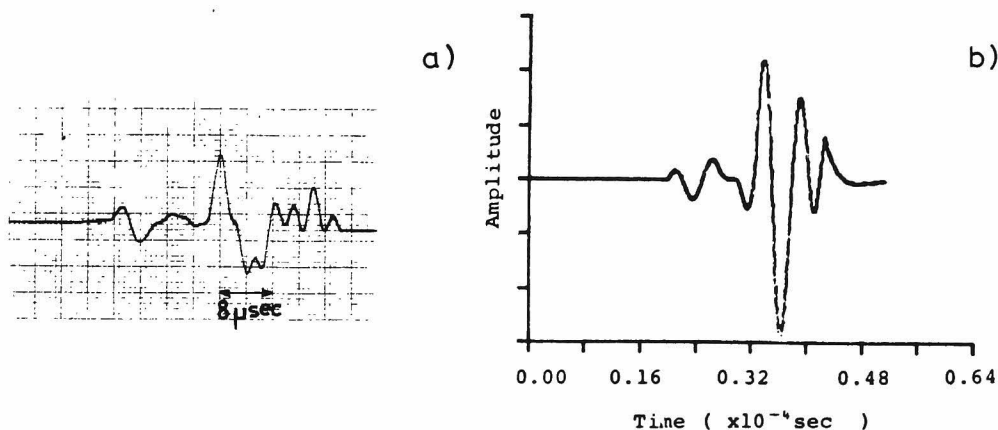


Fig.II.4.22 AE waveforms, a) detected and b) simulated for a dip-slip shear crack in concrete, source coordinate (-3.0, 1.0, 3.0) and deduced $T_r = 10 \mu\text{sec}$.

図の破壊源の位置は、FigII・4・16の座標系に対するものである。破壊位置は、セン断破壊面の近傍にあるが、FigII・4・21と同様に深い所にあるため、検出波動には、初動から 20 μsec 程度で供試体下面からの反射の影響が現われている。

以上のように、コンクリート材料の微小破壊により発生するA E波動は、転位モデルより発生する弾性波動としてシミュレートしたものと初動部分とはよく一致することが認められた。さらに、FigII・4・19～II・4・22によれば、立ち上り時間 T_r は 10～14 μsec の範囲にあることが推定された。

4. 4 ²²³⁾ A E 波動の逆合積による解析

4. 4. 1 A E 波動の発生源関数

前節までの結果によって、集中力および転位の位置、方向などの運動学的な要因がわかれば、対応するグリーン関数 G_{ij} , T_{ij} が決定されたことになり、発生源での時間関数として $f(t)$, $[u(t)]$ を与えると、A E 波動をシミュレートできることが示された。

そのようなシミュレーション解析波形と実験での検出波形の一致は、検出波形から逆に発生源での時間関数を決定する可能性を示唆するものと思われる。

実際に記録された地震波形から、震源での時間関数を求めようとする試みは、逆合積 (deconvolution¹⁵²⁾) として知られている。ただし、地震学で一般に逆合積と呼ばれているものは、多層地盤に地震波が入射した際の基礎岩盤における地震動を求めることである。

第1章で述べたように、弾性波動の伝達経路は線形システムで表現することができる。その際、出力は入力と応答する系の関数の合成積によって表わされる。多層地盤に入射する地震波の場合にも、そのことは同様であり、合成積の逆演算を行って基盤での地震波形を求めるため、そう呼ばれている。

したがって、逆合積とは、合成積によって得られる出力から逆演算によって入力を求める問題一般を意味するものと定義される。この合成積、逆合積などに関する議論は、次節において、詳しく述べることにする。

A E の計測システムも線形システムと考えられる電気回路であることから、本節で行おうとする弾性論に基づいた考察とは別に、電気回路として A E の逆合積を行った報告も見られる。^{224), 225)} また、本節で考察する逆合積法では、線形システムの議論で伝達関数に相当する G_{ij} , T_{ij} などの関数形が知られている必要がある。ところが、最近の地震学では、そのような必要のない新しい手法 (homomorphic deconvolution^{226), 227), 228)}) も注目されている。ただし、この方法の適用性については、まだ、明らかにされていないので、本研究では、採用しない。

本節で対象とするのは、式 (II-4-1) の左辺の $\ddot{u}_s(t)$ を実験により検出された波動と考え、これを逆に解くことによって $f(t)$ を求めることである。このような問題は、明らかに積分方程式と呼ばれる分類に属するものであり、式 (II-4-1) の形の式は、Volterra 型の第1種積分方程式²²⁹⁾と名付られている。

積分方程式の数値解法あるいは逆合積法^{230), 231)} に関しては、多くの知見が得られているが、以下では、式 (II-4-1) に基づいて時間領域と周波数領域での逆合積法について考察する。^{232), 233)}

4.4.2 逆合積法

(1) 時間領域での逆合積

4・1節では詳しく述べなかったが、シミュレーション解析では、式(Ⅱ-4-1)の合成積を数値積分に置換して計算を実行した。

今、時間間隔を Δt として、

$$\begin{aligned}\ddot{u}(I) &= \ddot{u}_3(I\Delta t) \\ \ddot{f}(I) &= \ddot{f}(I\Delta t) \\ G(I) &= G_{33}(I\Delta t)\Delta t\end{aligned}$$

と書くことにすれば、式(Ⅱ-4-1)の実際の演算は以下のように表わされる。

$$\begin{aligned}\ddot{u}(I) &= \sum_{K=1}^I G(I-K+1)\ddot{f}(K) \\ (I &= 1, 2, \dots, N)\end{aligned}\tag{Ⅱ-4-7}$$

したがって、式(Ⅱ-4-1)の逆合積を行うことは、式(Ⅱ-4-7)で、左辺の $\ddot{u}(I)$ を既知として、 $\ddot{f}(K)$ に関する連立方程式を解くことに他ならない。

それは、簡単に行うことができ、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned}\ddot{f}(1) &= \frac{\ddot{u}(1)}{G(1)} \\ \ddot{f}(I) &= \frac{1}{G(I)} \left\{ \ddot{u}(I) - \sum_{K=1}^{I-1} G(I-K+1)\ddot{f}(K) \right\} \\ (I &= 1, 2, \dots, N)\end{aligned} \right\}\tag{Ⅱ-4-8}$$

式(Ⅱ-4-8)より、 $\ddot{f}(I)$ は単純な行列演算によって求められる。

ところが、式(Ⅱ-4-8)を見れば、 $\ddot{f}(I)$ の各項を求める演算には、 $G(I)$ が繰返し分母に現われることがわかる。それゆえ、もしも $G(I)$ が非常に小さな値であるならば、式(Ⅱ-4-8)の演算中に $\ddot{f}(I)$ は I の増加とともに大きくなり、解が発散する可能性がある。²³²⁾

そのような問題は、Volterra 型第1種積分方程式の解の不安定性²³⁰⁾として知られている。そのような場合に対処する方法として、次に述べるような逆合積法を考察する。

(2) 周波数領域での逆合積

第1章の線形システム論の考察から明らかなように、時間領域での2つの関数の合成積は、周波

数領域では、それぞれの変換された関数の単純な積となることが知られている。

そこで、式(Ⅱ-4-1)の各関数、 $\ddot{u}_3(t)$ 、 $G_{33}(t)$ 、 $\ddot{f}_3(t)$ のフーリエ変換を $DU_3(f)$ 、 $FG_{33}(f)$ 、 $DF_3(f)$ とすれば、周波数領域では、次式が成立することがわかる。

$$DF_3(f) = \frac{DU_3(f)}{FG_{33}(f)} \quad (\text{Ⅱ-4-9})$$

上式は、時間領域での逆合積に対応する周波数領域での演算であり、 $\ddot{f}_3(t)$ は、右辺の逆変換によって求められる。そして、本節の実験で得られる離散的な時刻歴に対するフーリエ変換、逆変換は第3章で使用したFFT法により簡単に行うことができる。

これらの2種類の逆合積法の有効性および実際の波動への適用性は、次項で検討する。

4.4.3 Lambの実験における発生源関数の決定に関する考察

(1)実験概要

式(Ⅱ-4-8)および式(Ⅱ-4-9)の適用性を検討するために、4・1節と同様なLambの実験を行った。実験では、モルタル供試体を使用し、前と同じく表面パルス、内部パルスの場合を行った。そして、外力の関数 $f(t)$ を前回より簡単な関数とすることを意図して、供試体中心に設置した変換子905Sには、方形波電圧ではなくステップパルス電圧を入力した。

(2)結果および考察

4・1節と同様なLambの問題の表面パルスの実験において検出されたAE波動とシミュレーション解析結果の例をFigⅡ・4・23, FigⅡ・4・24に示す。

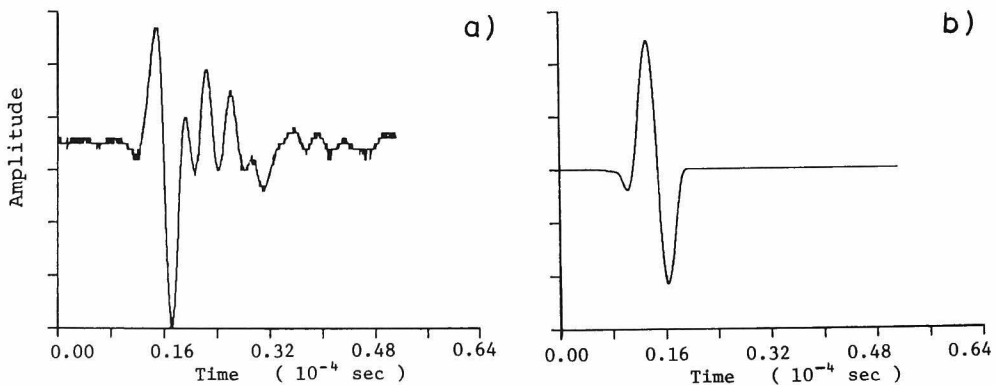


Fig.II.4.23 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R = 2$ cm.

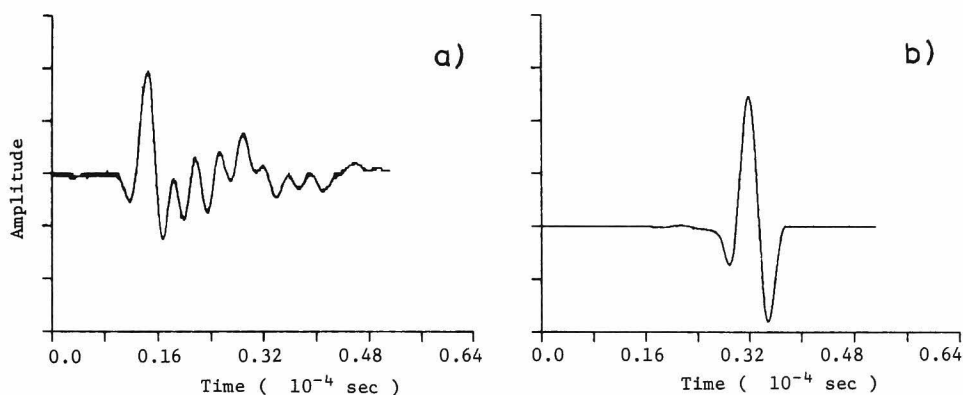


Fig.II.4.24 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R = 6$ cm.

今回の実験では、変換子にステップ関数電圧を入力した場合の外力であるため、検出波動、シミュレーション解析波動ともに、前回のような方形波の降下部に対応する波動はない。図によれば、初動の部分は、やはりよく一致しているのがわかる。検出波動では、初動以後に分散性の波動の特徴がよく観察される。分散性波動とは、伝播速度が周波数の関数となっているような関数であり、検出波動では波動が後になるほど波長が長く（周波数が低く）なっていることより明らかであろう。このような波は、Love 波とかLamb 波などの分岐モードとして生じることが知られており、等方等質な半無限弾性体では生じない。それゆえ、解析波動では表われていないが、検出波形では供試体の有限性によって生じたと考えられる。

ここで、FigII・4・23, FigII・4・24のシミュレーション解析で用いたグリーン関数 G_{33}^H (表面パルスのLamb 解)をFigII・4・25に示す。

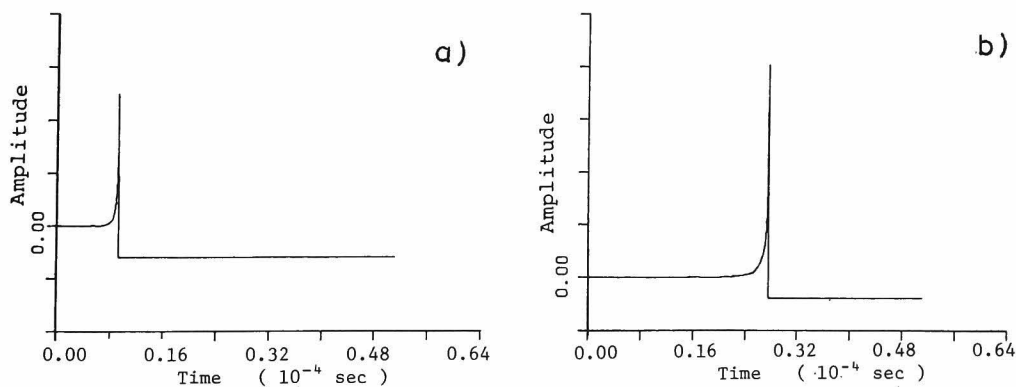


Fig.II.4.25 Theoretical waveforms of G_{33}^H for the surface pulse in case of a) Fig.II.4.23 and b) Fig.II.4.24.

ただし、式(Ⅱ-4-1)の G_{33} は時間に対してデルタ関数的に作用する集中力に対するグリーン関数であるが、図のグリーン関数はステップ関数的に作用する集中力に対するものである。そこで、上指標Hを添えて示した。最大振幅となるRayleigh波の後に見られる一定値の振幅は、そのステップ関数の一定振幅値に対応するものである。

図より、表面パルスのLamb解としてよく知られているように、縦波、横波(SV波)の振幅は小さく不明確で、Rayleigh波の振幅のみが極端に大きいことがわかる。

式(Ⅱ-4-8)によって $\ddot{f}(t)$ を決定する場合を考えれば、 $G(t)$ はグリーン関数の縦波到達時の初動振幅値である。ところが、FigⅡ・4・25を見れば、その値はRayleigh波に比して非常に小さい。したがって、本実験の検出波形に逆合積を行うには、前項の(2)で述べた周波数領域での逆合積をしなければならない。

表面パルスの場合への周波数領域での逆合積の適用性を検討するために、FigⅡ・4・24 b)のシミュレーション波形を用いて、FigⅡ・4・25 b)に示した対応するグリーン関数とから式(Ⅱ-4-9)を実行し、それを逆変換することにより求めた $\ddot{f}(t)$ をFigⅡ・4・26に実線で示す。図では、シミュレーション解析で使用した近似関数 $k(t)$ を破線で示した。

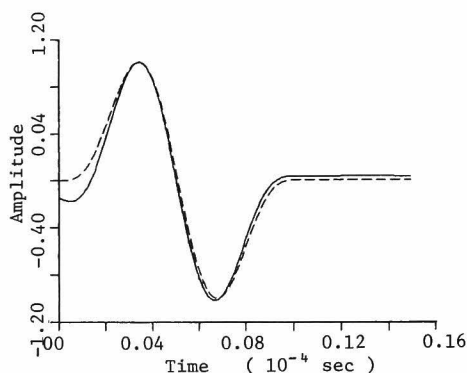


Fig.II.4.26 Source waveforms of d^2f/dt^2 for the surface pulse of Lamb's problem. The solid curve is obtained by the frequency domain deconvolution of the curve in Fig.II.4.24 b), and the broken curve is the assumed function in simulation.

この結果は、シミュレーション波形に対する逆合積であるので、逆合積の手法が適当であれば両者は完全に一致しなければならない。逆合積結果と近似関数の2つは、非常によく一致しているが、初動の部分で多少異なっている。これは、時系列データの有限性に基いた¹⁸⁶⁾リンク効果の影響と考えられる。

これとは別に、式(Ⅱ-4-8)に従って $\ddot{f}(t)$ を求めることを試みた。しかし、予想されたとおり、 $\ddot{f}(t)$ は発散し解は求められなかった。これより、FigⅡ・4・25に示すようなグリーン関数の場合に周波数領域での逆合積の有効性が確認された。

検出波形から周波数領域での逆合積によって $\ddot{f}(t)$ を求めた結果をFigⅡ・4・27に示す。

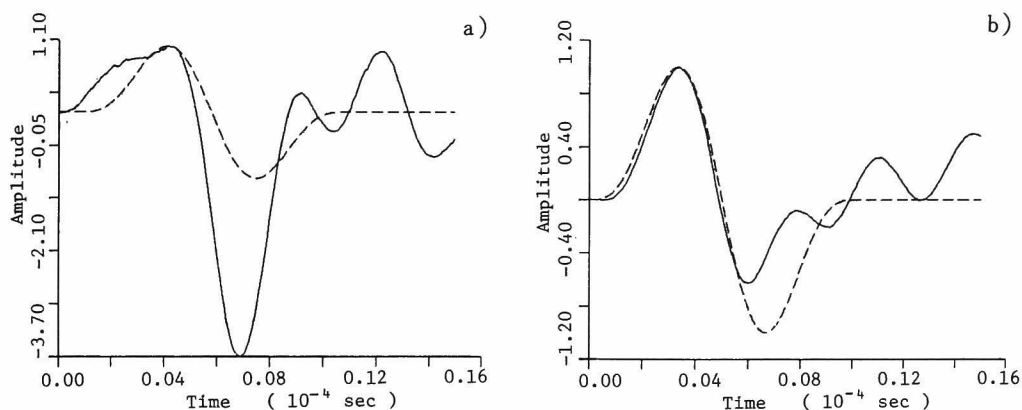


Fig.II.4.27 Source waveforms of d^2f/dt^2 . The solid curves are obtained by the frequency domain deconvolution of the curves in a) Fig.II.4.23 a) and b) Fig.II.4.24 a). The broken curve is the same as shown in Fig.II.4.26.

図の発生源関数 $\ddot{f}(t)$ は、それぞれFigⅡ・4・23 a), FigⅡ・4・24 a) の検出波形より求めたものである。また、FigⅡ・4・26と同様にシミュレーション解析で使した近似関数を破線で示した。この場合、逆合積の手法としてフーリエ変換を用いているので、前述のようなリンク効果が現われると考えられた。そのため、 $\ddot{f}(0)=0$ となるように求められた波形を上下方向に平行移動した。さらに、逆合積により求めた波形と近似関数の振幅は正規化して、初動のピークを一致させてある。

図より、 $R=6\text{ cm}$ の場合には、近似関数と検出波形から求めた発生源関数は非常によく一致していることがわかる。 $R=2\text{ cm}$ の場合には、少々、相異している。これは、FigⅡ・4・23の検出波形から明らかなように、初動付近の不明瞭さによるものと考えられる。そして、いずれの結果でも、初動の周期は $10\mu\text{sec}$ 程度で、その後には検出波形で見られた分散性の波動の表われていることが認められる。

次に、内部パルスの実験において検出された波形とシミュレーション解析結果の例をFigⅡ・4・

28, II・4・29, II・4・30に示す。これらの図においても, 検出波形とシミュレーション解析波形の初動部分での一致が認められる。

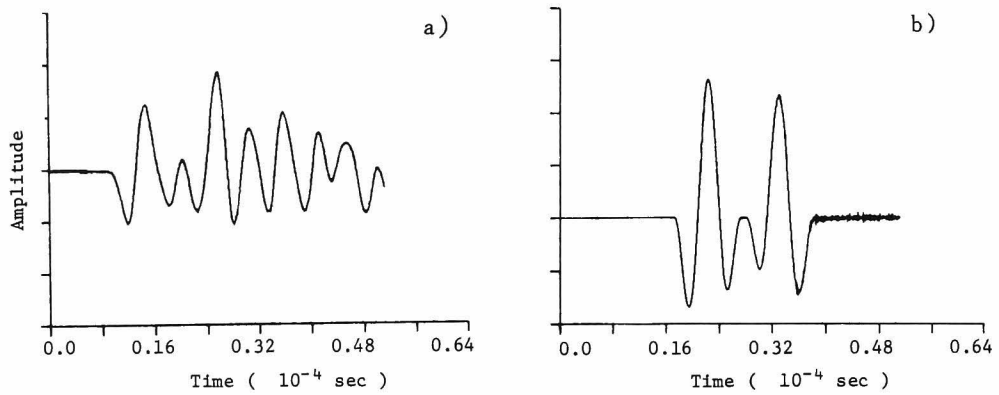


Fig.II.4.28 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R = 3$ cm.

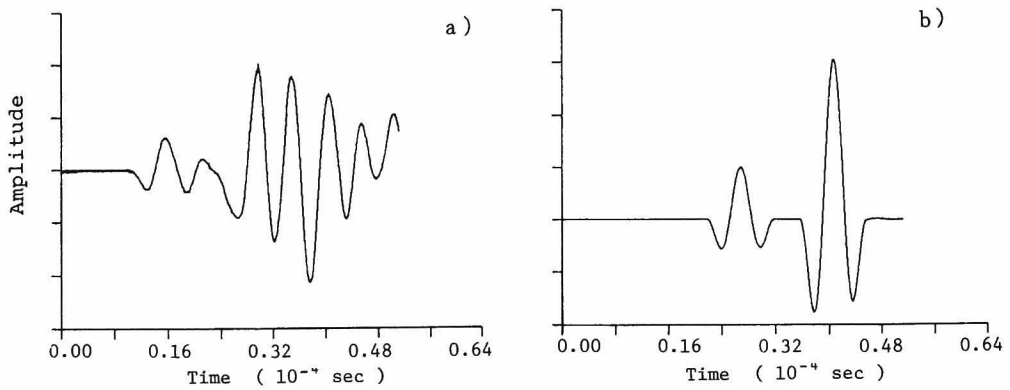


Fig.II.4.29 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R = 6$ cm.

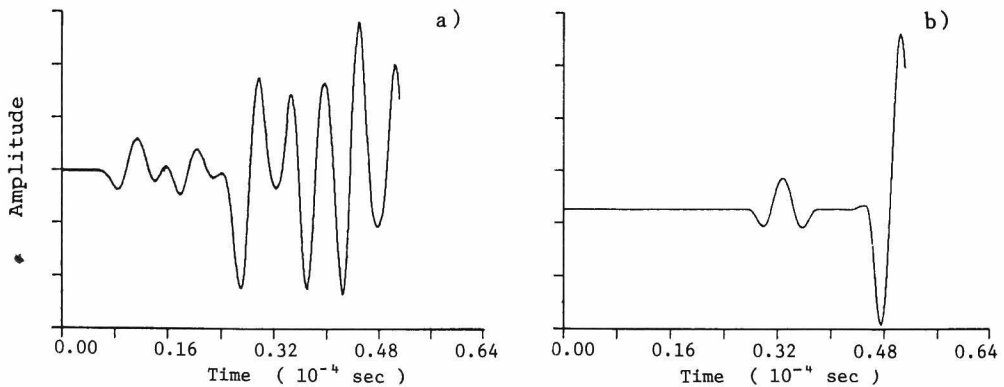


Fig.II.4.30 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R = 9$ cm.

$R = 3\text{ cm}, 6\text{ cm}, 9\text{ cm}$ と発生源から遠ざかるにつれて、縦波と横波の到達時間差が大きくなっている様子が図よりよくわかる。これらに対するグリーン関数 G_{33}^H をFig II・4・31に示す。

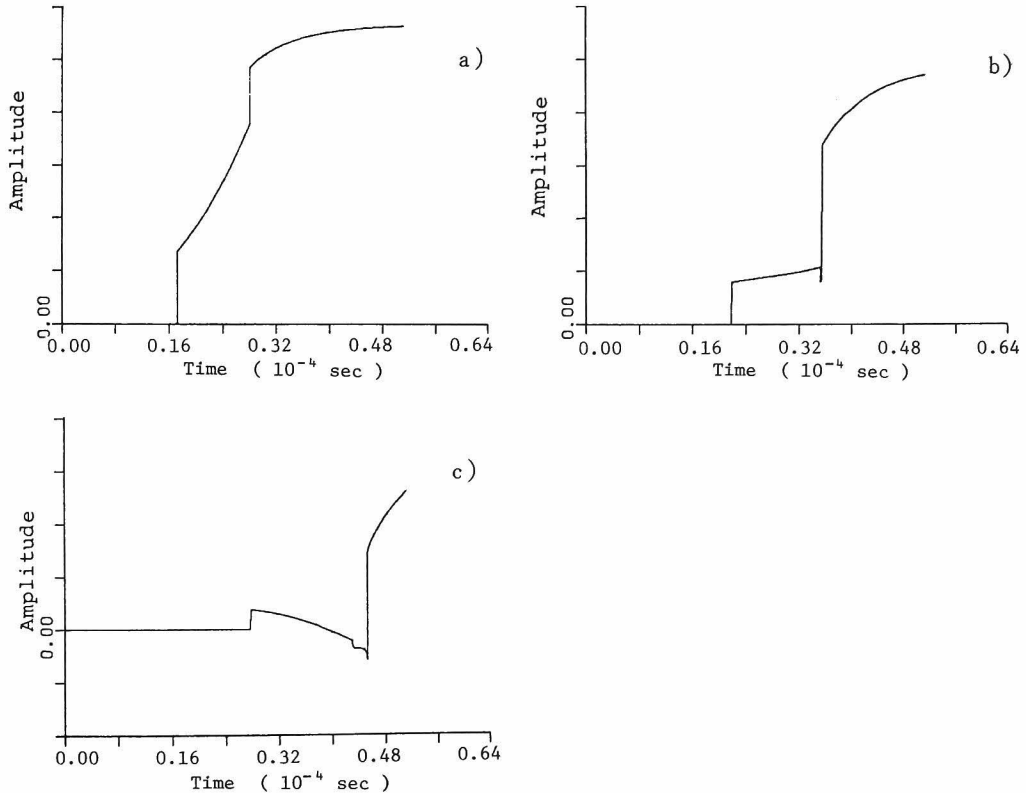


Fig.II.4.31 Theoretical waveforms of G_{33}^H for the buried pulse in case of
a) Fig.II.4.28, b) Fig.II.4.29, and c) Fig.II.4.30.

図でも、 R が大きくなるに従って、縦波と横波の到達時間差が大きくなり、特に図の c) では、S 波の現われている様子がよくわかる。

Fig II・4・31より、この場合には式(II-4-8)の $G(1)$ に相当する縦波初動の振幅値がかなり大きいことがわかる。したがって、時間領域での逆合積が適用可能と考えられる。

Fig II・4・28 b) のシミュレーション解析波形にそれを適用した結果を、Fig II・4・32に示す。図では、実線で示した逆合積の結果と破線で示した近似関数が見事に一致している。これより、時間領域での逆合積によって非常に正確に発生源関数が求められていることがわかる。

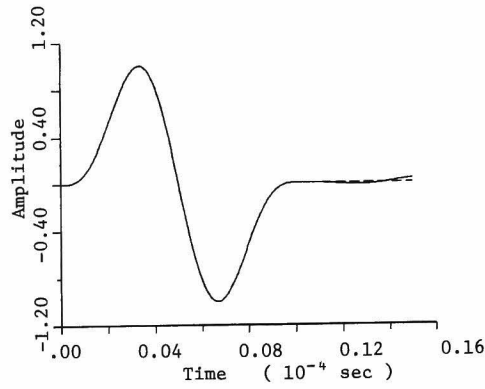


Fig.II.4.32 Source waveforms of d^2f/dt^2 for the buried pulse of Lamb's problem. The solid curve is obtained by the time domain deconvolution of the curve in Fig.II.4.28 b), and the broken curve is the same as the assumed function in Fig.II.4.26.

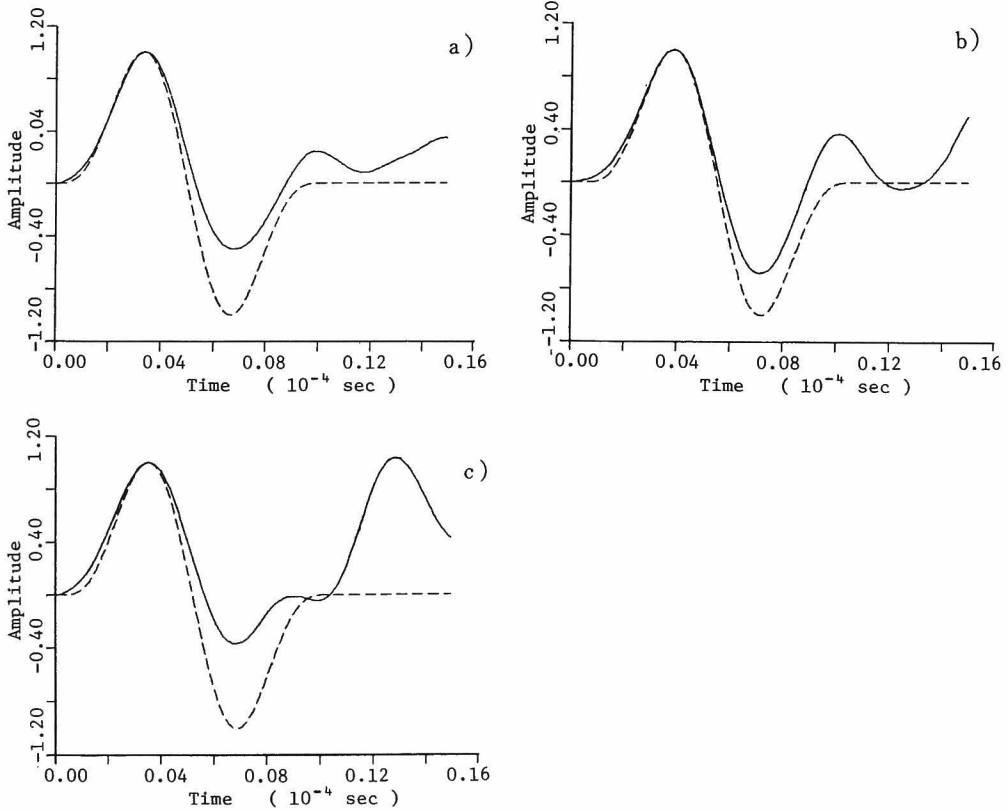


Fig.II.4.33 Source waveforms of d^2f/dt^2 for the buried pulse of Lamb's problem. The solid curves are obtained by the time domain deconvolution of the curves in a) Fig.II.4.28 a), b) Fig.II.4.29 a), and c) Fig.II.4.30 a). The broken curve is the same as shown in Fig.II.4.32.

Fig II・4・28～Fig II・4・30の検出波形に時間領域での逆合積を適用した結果をFig II・4・33に示す。Rが大きくなる程、求められた発生源関数の後半部分において、近似関数との相異が大きくなっているのがわかる。この結果は、Fig II・4・28～Fig II・4・30での検出波形とシミュレーション解析波形の相異点を見比べれば予想しうる。例えば、Fig II・4・30の検出波形では縦波初動の後に反射波の存在が認められる。しかしながら、逆合積の結果では、いずれの場合にも、求められた発生源関数と近似関数の初動部分には、よい一致が見られる。

以上の結果から、本節で提案した時間領域および周波数領域での逆合積法によって、A E発生源での時間関数を決定することが可能なことが示された。

4. 5 A E 波動の発生機構の解明

4. 5. 1 A E 波動と波形解析法

材料の破壊に伴って発生するA E波動とその発生機構に関して未解明の部分の多いことが、本文の第Ⅱ部における研究の成因となった。それは、その各章および本章の各節により相当に解明されたと考えられる。本節では、この研究成果に基づいて、A Eの発生機構を波動から決定する波形解析法について考察する。

発生機構を解明するとは、発生源での種々のパラメーターを決定することである。それは、前節¹³⁶⁾で考察した逆合積法なども含めて、広い意味の逆問題を解くことに他ならない。

地震学では、発震機構に関係した断層モデルの決定は、種々の測地データと波形データに基づいて^{234), 235)}行われている。その手法をそのままA E波動の解析に導入することは、簡単でないため、第1章で述べた転位モデルに基づいた波形解析法^{118), 120)}について考察する。

4・3節の結果により、コンクリート材料におけるA E波動の発生機構は、弾性体内に発生した動的な転位として、数学的に記述しうることが確められた。それゆえ、A E発生源でのパラメーターの決定は、転位モデルのパラメーターの決定に相当する。A E波動は、式(Ⅱ-4-5)、式(Ⅲ-4-6)などにより表わされることから、検出波動を支配するのは、それらの式の右辺の各項であることがわかる。

被積分関数に表われるグリーン関数の空間微分 $G_{ij,k'}$ を求めるために基本的に必要なのは、発生源 ξ と検出点 x の位置関係である。それは、破壊源探査法によって決定される。

$G_{ij,k'}$ の指標とその組合せおよび $[u_i]$ の指標を決定するのは、4・2節でも述べたように転位の形式とその方向である。それは放射形式から決定することができる。

残された $[u(t)]$ の関数形を決定するのが、逆合積法である。

以上のパラメーターと波形解析法の関係を示せば、Fig II・4・34のようになる。

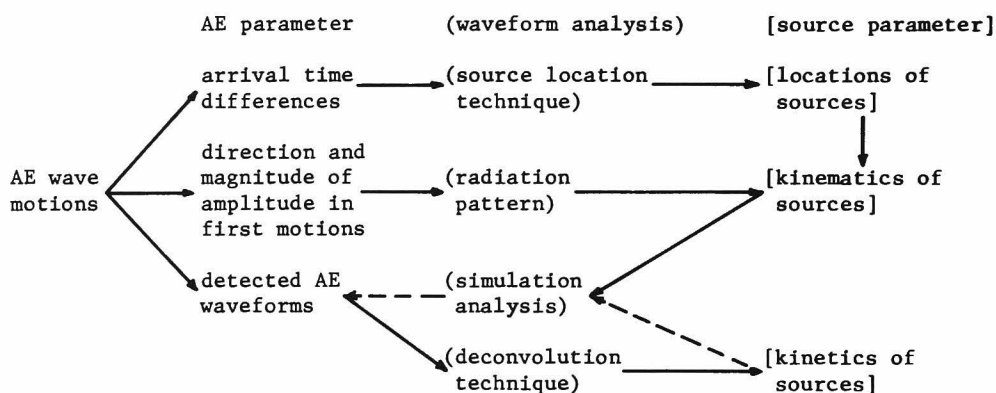


Fig.II.4.34 Relations between AE wave motions and waveform analysis.

図では、転位の形式、方向に関するものを運動学的要因 (kinematics of sources), 時間関数に関するものを動力学的要因 (kinetics of sources) と記してある。

A Eの発生源の位置を決定するための破壊源探査法については、第I部第4章で詳しく検討した。A E発生源の運動学的要因は、第II部第2章で考察し、放射形式より決定可能なことを示した。図の破線で示した動力学的要因を仮定することによって、シミュレーション解析を行うことは、本章の4・3節で考察した。そして、前節では、動力学的要因を決定するための逆合積法について検討した。それを微小破壊により発生したA E波動に適用することを本節では行う。

A E波動に対しては、時間領域と周波数領域の2つの領域での解析が可能なことをすでに明らかにしているが、次項ではそれらの波形解析法としての位置づけも試みる。

このように、本節での考察は、A E波動の発生機構を解明するための波形解析法の統合に関するものである。

4. 5. 2 時間領域と周波数領域における解析

第1章で述べた線形システム²³³⁾の概念を利用して、第II部で取り扱った問題を整理すれば、次のように考えることができる。

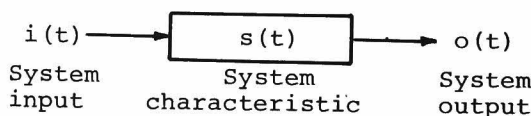


Fig.II.4.35 System input-output relationship.

FigII・4・35のようなシステムを考えれば、4・2節、4・3節で行ったシミュレーション解

析は、 $s(t)$ と $i(t)$ がわかっていて $o(t)$ を求めることであった。これ以外にも、一般的に言えば、境界値、初期値問題の解析とはこれを実行することに相当する。

次の問題は、 $i(t)$ と $o(t)$ がわかっている場合に $s(t)$ を決定することである。実験、計測における較正 (calibration) とは、これである。第3章では、A E変換子、計測装置、波動の伝播系の周波数応答特性の補正に、この議論を適用した。数学的には、微分方程式の一般解あるいは第1章で述べたグリーン関数などを求めることと考えることができる。地盤系の弾性波探査、構造物の超音波探傷も、この $s(t)$ の決定に他ならない。

残された問題は、 $o(t)$ と $s(t)$ がわかっていて、 $i(t)$ を求めることである。工学的な実験計測法は、一般にこれを行っている。例えば、ひずみ計測とは、ひずみゲージの電気抵抗の変化をゲージファクターによって変換し、ひずみを求めることである。第2章での放射形式に基づいた転位の運動学的要因の決定も、この分類に属するであろう。また、線形システムでは、 $i(t)$ と $s(t)$ が合成積によって結ばれることから、 $o(t)$ 、 $s(t)$ より $i(t)$ を求めることは、逆合積と呼ばれた。

ところで、3・4節で行ったA E波動の周波数領域での解析とは、 $o(t)$ の周波数スペクトルから $i(t)$ の周波数特性を選び出すことであった。このように周波数領域で発生機構を考察するために、地震学では、そこでもふれたように corner frequency ^{190), 191), 236)} 理論に基づいた scaling law ^{192), 220), 237)} が提案されている。その概略は、震源の運動学的要因と動力学的な要因が、ともにスペクトルから決定されるというものである。詳細な内容については、ここではふれないが、それは非常に簡単な断層運動を除けばかなりの困難を伴うことが指摘されており、²³⁸⁾ まだ、確立された理論とは言えないようである。

しかしながら、第3章での発生源スペクトルに関する考察と発生機構の関係を確めるためにも、入力 $i(t)$ の周波数領域での特性について考察することは興味がある。これに対応する発生源の時間関数の周波数特性について考察することは周波数領域での逆合積における式(II-4-9)のスペクトルそのものに他ならない。こう考えれば、周波数領域での逆合積法は、A E波動から発生源の動力学的要因に関する情報を時間領域と周波数領域で同時にもたらす解析法であることがわかる。

それゆえ、以下では、A Eの発生機構における動力学的要因を時間領域と周波数領域で考察する。

まず、前節で考察したLambの問題の表面パルスの場合の結果によって検討を行った。Fig II・4・26に示した結果の逆変換を行う前の周波数領域でのデータより求めたフーリエスペクトルをFig II・4・36に示す。前と同様に、実線はシミュレーション波形の逆合積から求めたものであり、破線は近似関数 $k(t)$ のフーリエスペクトルをFFT法を使用して求めたものである。それらのスペクトルはピーク値で正規化してある。図では、2つのスペクトルは概形が一致し、0～300 kHzの間の全ての周波数成分を持ち、両端から中心部に向かって増加するスペクトル分布を持っている。

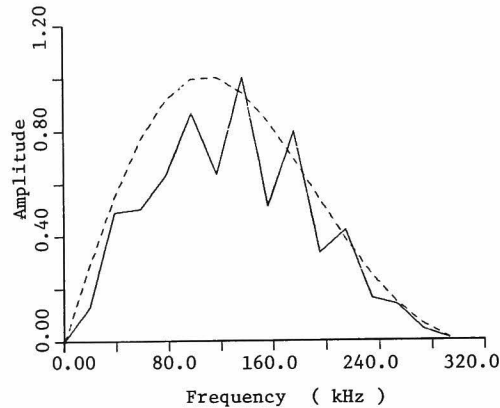


Fig.II.4.36 Fourier spectra of the frequency domain deconvolution in case of Fig.II.4.26.

このように、Fig II・4・26の例では、時間領域と同様に周波数領域での一致が認められた。

ところが、 $k(t)$ のフーリエ級数を求めれば、式(II-4-3)から次のようになる。

$$\begin{aligned}
 k(t) &= -\cos^3\left(\frac{\pi}{T_r}t - \frac{\pi}{2}\right)\sin\left(\frac{\pi}{T_r}t - \frac{\pi}{2}\right) \\
 &= \frac{1}{4}\sin\frac{2\pi}{T_r}t - \frac{1}{8}\sin\frac{4\pi}{T_r}t \\
 (T_r &= 10\mu\text{sec}) \qquad\qquad\qquad (\text{II}-4-10)
 \end{aligned}$$

フーリエ係数とフーリエスペクトルの等価性¹⁸⁸⁾より、 $k(t)$ のスペクトルは、 $1/T_r = 100\text{kHz}$ ， $2/T_r = 200\text{kHz}$ のみに成分を持ち、その振幅比は2：1となることがわかる。図のスペクトルを見れば、確かに100kHzと200kHzにおける振幅比はほぼ2：1となっている。しかし、その部分のみに成分を持つスペクトルとはなっていない。

次に、前節のFig II・4・23のシミュレーション結果に対して、同様なことを行った結果をFig II・4・37に示す。図の b) がシミュレーション波形から逆合積によって求められた発生源関数と近似関数 $k(t)$ を示しており、a) にはそれらのフーリエスペクトルを表わした。破線で示された $k(t)$ については、当然のごとくFig II・4・36と全く同じであるが、逆合積によって求められたスペクトルには、100kHzと200kHzのみに大きなピークが見られる。そして、その周波数成分の振幅比は2：1よりも100kHzのスペクトル成分が少ない。そして、逆合積結果の b) では、10 μsec 以後も波動部分が見られる。

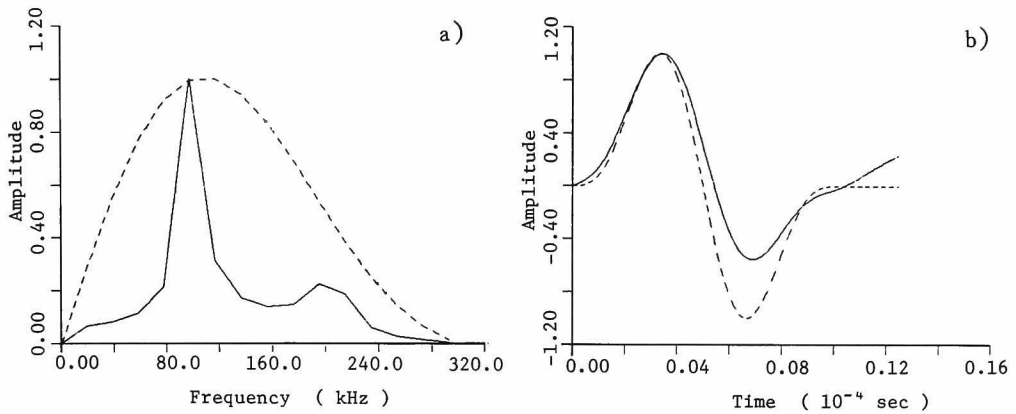


Fig.II.4.37 a) Fourier spectra and b) source waveform d^2f/dt^2 , obtained by the frequency domain deconvolution of Fig.II.4.23 b). The broken curves are due to the assumed function.

FigII・4・36とFigII・4・37との差異は、シミュレーション波形そのものに関係していると思われるが、FigII・4・36とフーリエ級数との関係を考慮すれば、FFT法の分解能にも問題があると考えられる。

そこで、 $\sin \frac{2\pi}{T_r} t$ ($T_r = 10 \mu\text{sec}$) という関数を用いて、次のような数値実験を行った。50 μsec の間に5波長含まれた波形記録から、FFT法によってフーリエスペクトルを求めた結果をFigII・4・38に示す。

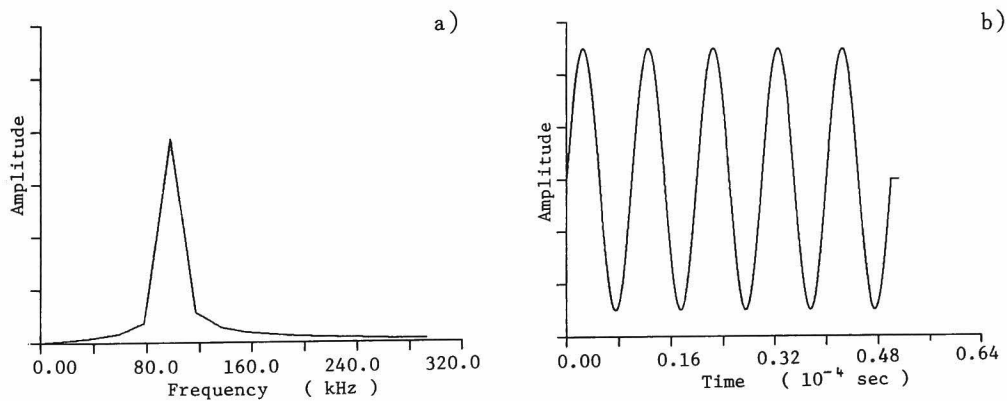


Fig.II.4.38 a) Fourier spectra and b) the corresponding waveform of $\sin(2\pi t/T_r)$, which includes 5 wavelengths.

この場合には、スペクトルは $1/T_r = 100 \text{ kHz}$ のみにピークを有している。ところが $50 \mu\text{sec}$ の間に 1 波長のみ含まれた波形記録から求めたフーリエスペクトルは Fig II・4・39 のようになる。

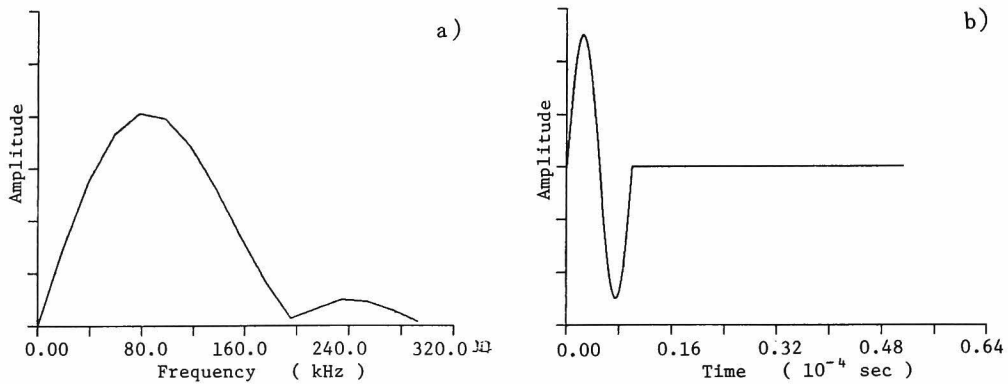


Fig.II.4.39 a) Fourier spectra and b) the corresponding waveform of $\sin(2\pi t/T_r)$, which includes 1 wavelength.

スペクトルは、確かに 100 kHz 付近にピークを持つが、Fig II・4・38 のように鋭いものではない。

このようなスペクトル分布の差異は、次のような理由から説明しうるであろう。

Fig II・4・39 b) の波形では、Fig II・4・38 と異なって、初期 $10 \mu\text{sec}$ のみしか波動部分がない。そのため、Fig II・4・38 のような sine 関数のスペクトルの上に、継続時間 $10 \mu\text{sec}$ の方形波の影響が重ねられるであろう。

そのフーリエスペクトルは、

$$\int_0^{T_r} 1 \cdot e^{-i2\pi f t} dt = T_r e^{i\pi f T_r} \frac{\sin(\pi f T_r)}{(\pi f T_r)}$$

であることより、 $f \cdot T_r = n$ において節を有する。Fig II・4・39 の a) での 200 kHz 、 300 kHz での節は明らかにこれに対応している。

以上の結果より、Fig II・4・36 と Fig II・4・37 の相異は、次のように考えることができる。

グリーン関数には、Fig II・4・25 に見られるように縦波、横波、Rayleigh 波が含まれている。検出点と発生源の距離が十分にあって、それらが明確に分離して現われる場合には、記録波形に方形波の影響が含まれることになり、そのスペクトルは Fig II・4・36 のように全体的に分布する。ところが、検出点と発生源が近い場合には、それぞれの波動成分が重り合うことになり、スペクトルに方形波の影響が少なくなると考えられる。それは、時間領域では、Fig II・4・37 の b) 図の後半部の波動の存在とも対応している。

4. 5. 3 転位モデルの動力学的要因の決定に関する実験的考察

(1) 実験概要および解析

4・5・1項で述べたように、これまでの検討において残されているのは、実際のAE波動から転位モデルの動力学的要因を決定することである。そこで、コンクリートの半無限体モデル供試体を使用して、4・3節と同じ割裂試験を行いAE波動を検出した。

割裂試験により検出されたAE波動は、式(Ⅱ-4-5)によってシミュレートされた。その発生源の動力学的要因を決定するには、この式に逆合積を行えばよい。ここでは、前項での結果より、周波数領域での逆合積を採用する。

本項の問題へのその適用性を検討するために、4・3節の解析法を用いて数値実験を行った。

FigⅡ・4・15の座標系において、点 $\xi = (0.4, -1.1, 1.1)$ で発生した引張クラックにより点Eで検出されるAE波動のシミュレーション結果とこの場合の T_{31}^H をFigⅡ・4・40に示す。

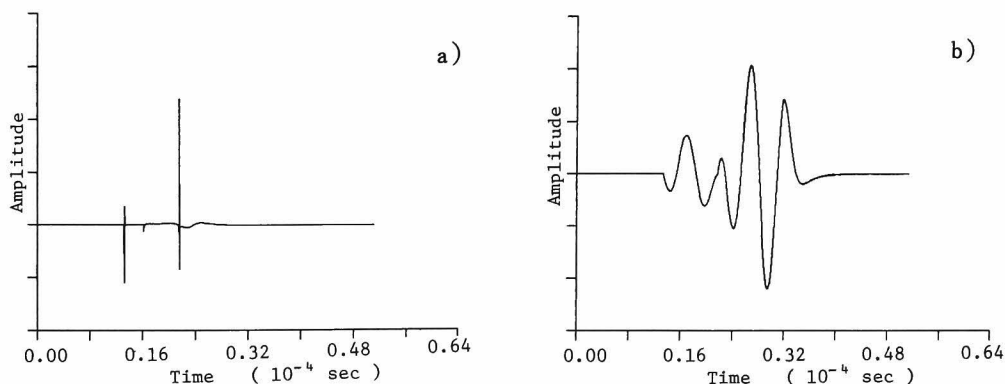


Fig.II.4.40 a) Theoretical waveform T_{31}^H and b) simulated AE waveform for a tensile crack in concrete, source coordinate $(0.4, -1.1, 1.1)$ and $T_r = 10 \mu\text{sec}$.

T_{31}^H は、Lamb の問題の表面パルスの場合の G_{33}^H と同様に、初動が小さく、かつ特異性があり周波数領域での逆合積に適していると思われる。求められた逆合積の結果の $[\ddot{u}]$ をFigⅡ・4・41に示す。図で破線は、シミュレーション解析で仮定した転位の時間関数の加速度波形とそのフーリエスペクトルを表わしている。逆合積の結果は、時間領域、周波数領域ともによく一致しており、本問題への周波数領域での逆合積法の適用性が認められる。

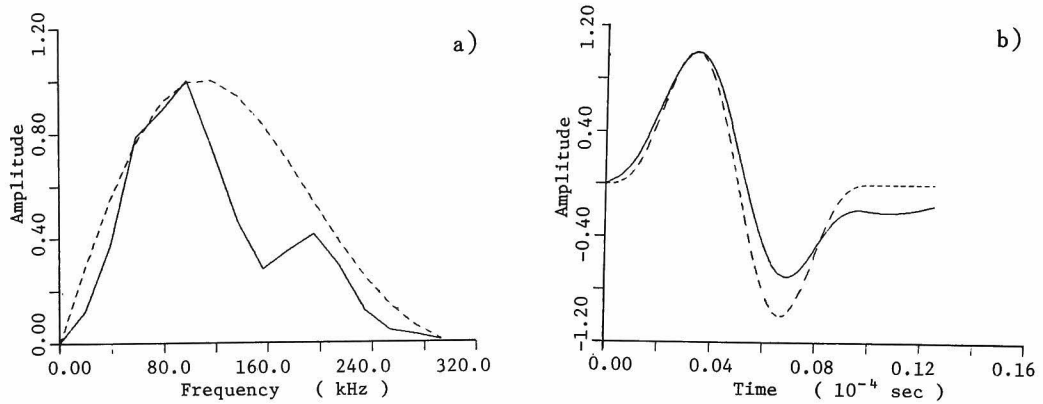


Fig.II.4.41 a) Fourier spectra and b) source waveform \ddot{u} obtained by the frequency domain deconvolution of Fig.II.4.40 b). The broken curves are due to the assumed function.

次に、点 $\xi = (0.2, -1.3, 4.2)$ に対する結果を FigII・4・42, FigII・4・43 に示す。
FigII・4・43 b) に示されているように逆合積結果の転位の時間関数 \ddot{u} はよく一致しているが、図の a) には、破線で示された転位の仮定関数のフーリエスペクトルと全く異なるピークが 20 kHz 付近の低周波数域に現われている。20 kHz に対応する周期は $50 \mu\text{sec}$ となり、この記録波形の全継続時間と一致する。したがって、これはデータの有限長さの影響と考えられる。

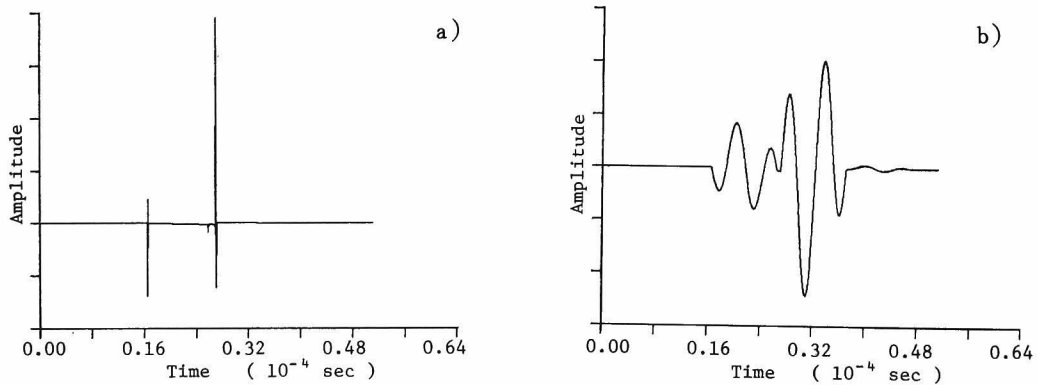


Fig.II.4.42 a) Theoretical waveform T_{31}^H and b) simulated AE waveform for a tensile crack in concrete, source coordinate $(0.2, -1.3, 4.2)$ and $T_r = 10 \mu\text{sec}$.

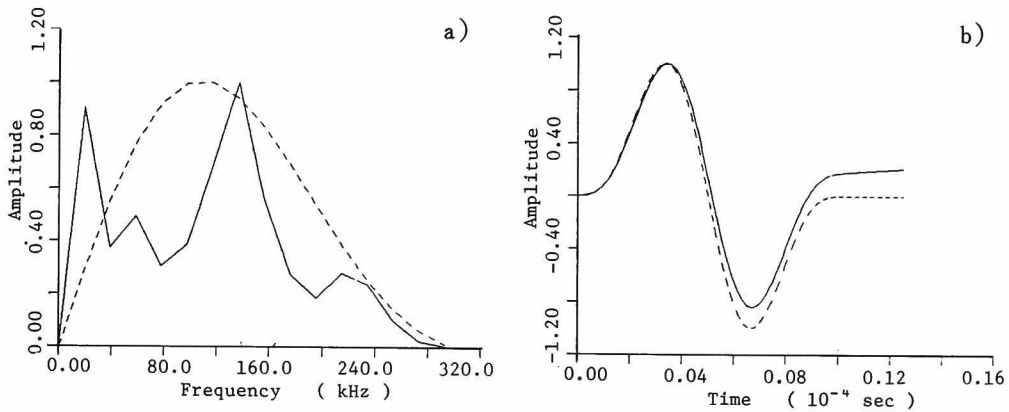


Fig.II.4.43 a) Fourier spectra and b) source waveform \ddot{u} obtained by the frequency domain deconvolution of Fig.II.4.42 b).

また、図の b) では、後になるほど仮定関数から逆合積結果が離れていっているのは、この $50\mu\text{sec}$ という長い波長を持つ成分の影響かも知れない。このように、実際の A E 波動の逆合積においては、時間領域ではあまり問題とならないが、周波数領域ではデータの有限長さの影響が現われる可能性のあることが示唆された。また、前項で現われた方形波的な波動の影響は、解析例よりわかるように、あまり大きくは現われないようである。

(2) 実験結果および考察

Fig II・4・15の座標系に対して、実験の結果検出された $\xi(-0.5, -7.4, 5.5)$ での A E 波動とそのシミュレーション解析結果を Fig II・4・44に示す。

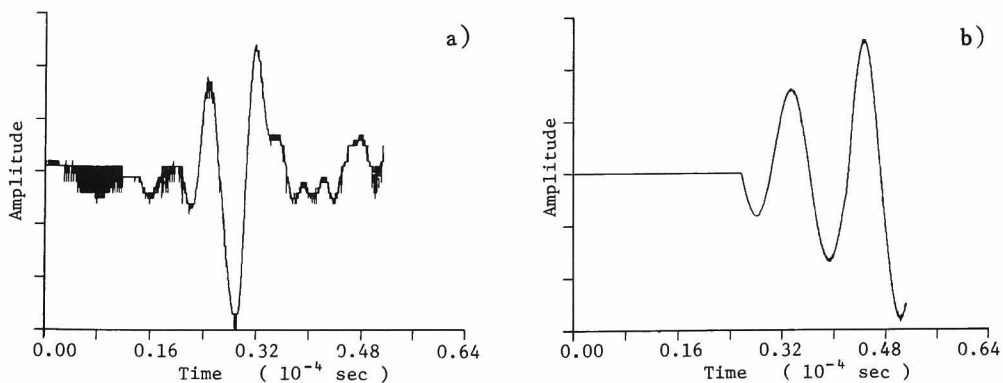


Fig.II.4.44 AE waveforms due to a tensile crack in concrete, a) detected and b) simulated one, source coordinate $(-0.5, -7.4, 5.5)$ and deduced $T_r = 21 \mu\text{sec}$.

図の b) で推定した立ち上がり時間 T_r は $21\mu\text{sec}$ である。逆合積により求めた転位関数 $[\ddot{u}]$ とそのフーリエスペクトルを Fig II・4・45 に示す。

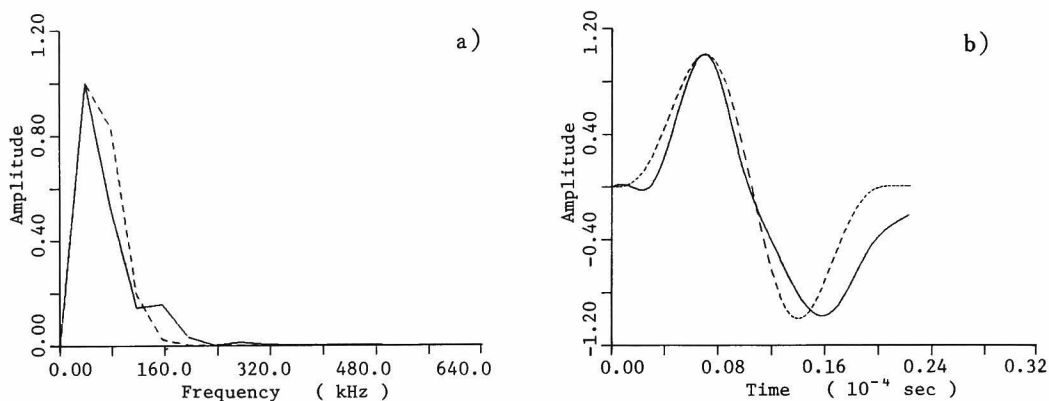


Fig.II.4.45 a) Fourier spectra and b) source waveform $[\ddot{u}]$ obtained by the frequency domain deconvolution of Fig.II.4.44. The broken curves are due to the assumed function in simulation.

図の破線は、 $T_r = 21\mu\text{sec}$ とした場合の転位の仮定関数とそのフーリエスペクトルである。図より、時間領域、周波数領域ともに、非常によく一致しているのが観察される。スペクトルでは、 $T_r = 21\mu\text{sec}$ に相当する $f = 1/T_r \div 50\text{kHz}$ にピークがある。したがって図 a) の結果から、転位の立ち上がり時間を決定する可能性が認められる。

Fig II・4・46 には、破壊源 $\xi(-0.1, 1.0, 2.9)$ に対する結果を示した。

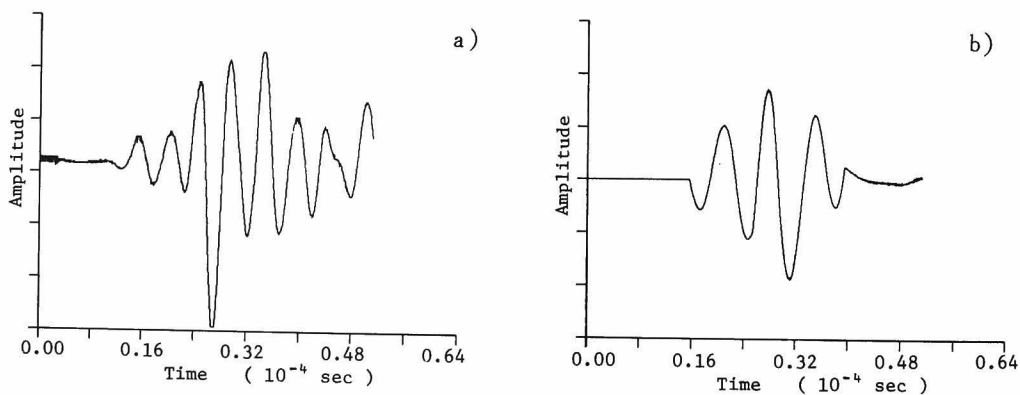


Fig.II.4.46 AE waveforms due to a tensile crack in concrete, a) detected and b) simulated one, source coordinate $(-0.1, 1.0, 2.9)$ and deduced $T_r = 14\mu\text{sec}$.

この図でも、初動部分は2つの波形でかなり一致しているのが見られる。その逆合積の結果をFig II・4・47に示す。

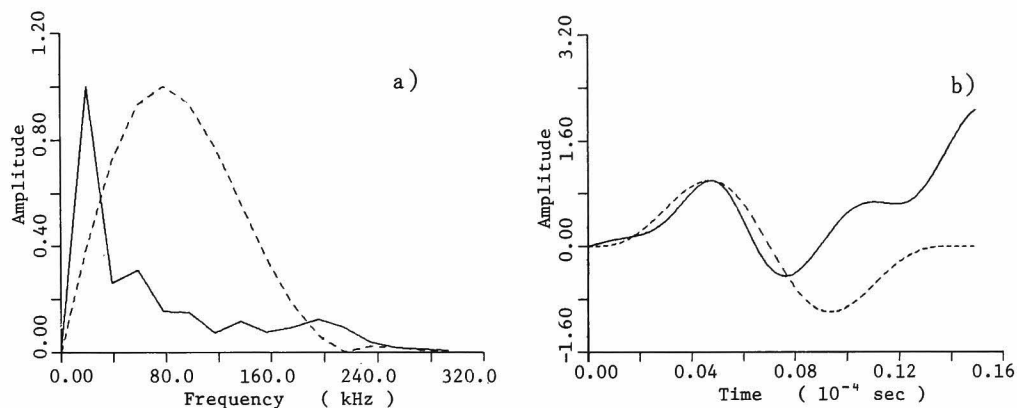


Fig.II.4.47 a) Fourier spectra and b) source waveform $[\ddot{u}]$ obtained by the frequency domain deconvolution of Fig.II.4.46.

時間領域での逆合積の結果では、初動の周期はほぼ一致しているが、周波数領域ではピークが不一致である。そのピークは、20 kHz にあり、数値実験でも現われたデータの全継続時間50 μ secに対応するものであることがわかる。それゆえ、このピークが無視できるものならば、次のピークは60 kHz 付近にあり、これより求めた立ち上がり時間は、 $Tr \doteq 17\mu$ secとなり、シミュレーション解析における推定時間 $Tr = 14\mu$ secとよく対応する。

これをもう少し詳しく検討するために、Fig II・4・47のスペクトルから20kHz のピークを除いた後、Hanning ウィンドーを10回施すことにより求めたフーリエスペクトルをFig II・4・48 a) に示す。図より、シミュレーション解析と逆合積結果のスペクトルは、よく一致していることがわかる。図の b) は、この結果に基づいて、図の a) の逆合積結果のスペクトルのピーク周波数から、その逆数として立ち上がり時間 Tr を求め、Fig II・4・47 b) の時間領域での逆合積結果の始めから Tr までの部分を2回積分したものである。したがって、実験より求めた転位関数 $[u(t)]$ に相当する。図によれば立ち上がりから8 μ sec程度までは仮定関数とよく一致しているが、その後は差異が大きくなっている。しかし、このようにすれば転位関数を求めることが可能なことは示された。

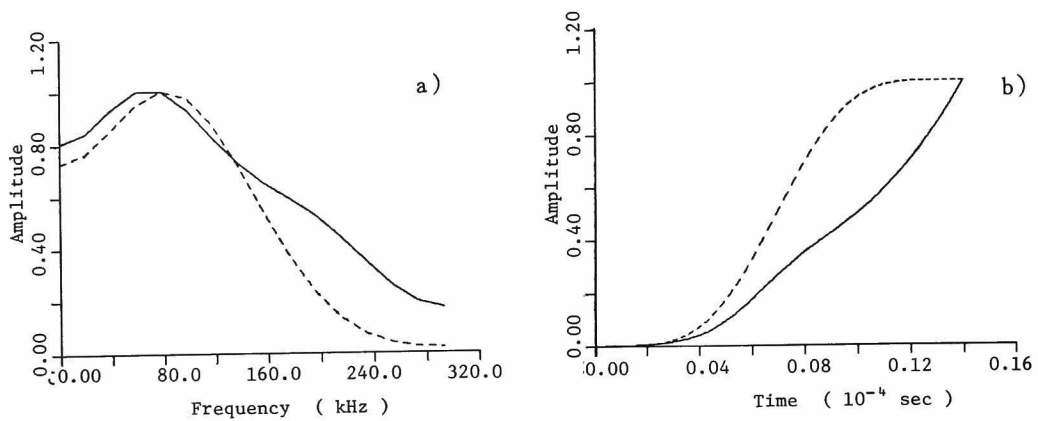


Fig.II.4.48 a) Fourier spectra obtained by 20 kHz-peak cut of Fig.II.4.47 a) and b) source waveform [u] obtained by integration at twice of Fig.II.4.47 b).

次に、破壊源 ξ (-0.4, 0.2, 5.1) に対する結果を FigII・4・49, FigII・4・50 に示す。検出波形では、波動の途中で振幅が飽和しているのが見られる。この影響が、逆合積結果に現われるかも知れないと考えられたが、FigII・4・50の結果では、時間領域での転位関数はかなりよく一致している。周波数領域では、やはり 20 kHz にピークを持っているが、それを除けば、次のピークは約 100 kHz にあり、シミュレーション解析での立ち上がり時間 $T_r = 9 \mu\text{sec}$ とよく一致する。

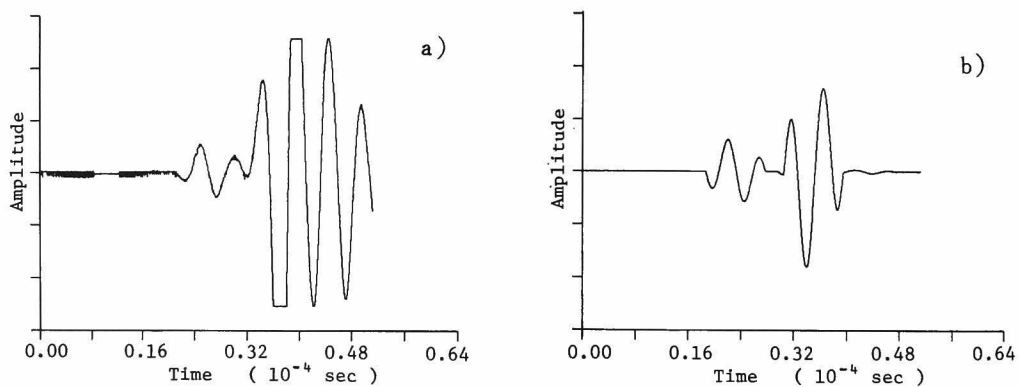


Fig.II.4.49 AE waveforms due to a tensile crack in concrete, a) detected and b) simulated one, source coordinate (-0.4, 0.2, 5.1) and deduced $T_r = 9 \mu\text{sec}$.

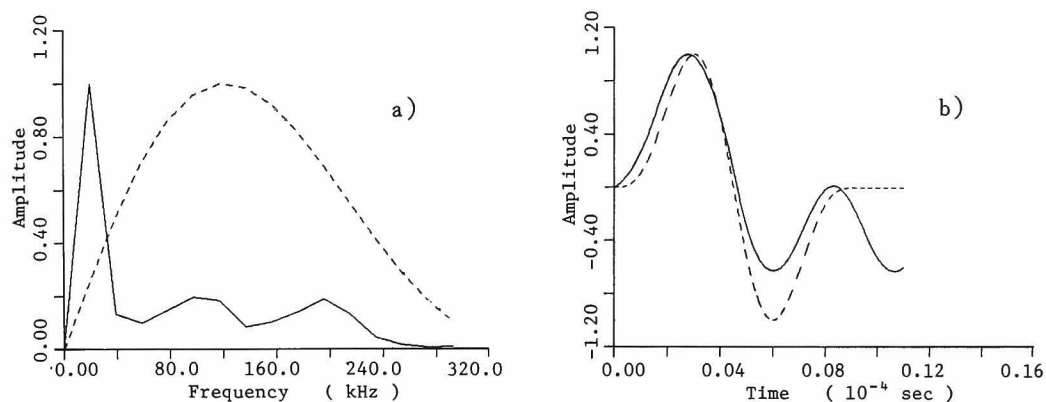


Fig.II.4.50 a) Fourier spectra and b) source waveform $[\ddot{u}]$ obtained by the frequency domain deconvolution of Fig.II.4.49.

前と同様にして 20 kHz のフィルターをかけた後のフーリスpekトルとその結果から決定した転位関数を Fig II・4・51 に示す。図より周波数領域でのスペクトルおよび転位関数ともに、逆合積結果とシミュレーション解析での転位関数が見事に一致しているのがわかる。

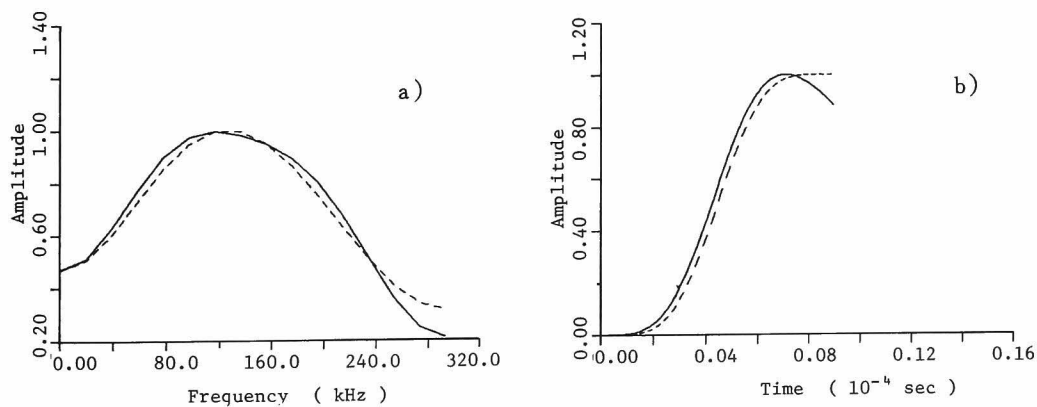


Fig.II.4.51 a) Fourier spectra obtained by 20 kHz-peak cut of Fig.II.4.50 a) and b) source waveform $[u]$ obtained by integration at twice of Fig.II.4.50 b).

以上の結果から、A E 波動の発生機構を転位モデルと考えることによって、発生源の動力学的要因は、周波数領域での逆合積により求められることが確められた。このとき、周波数領域における

逆合積結果のスペクトルのピークから転位関数の立ち上がり時間 T_r を決定する可能性が示された。そこでは、データの有限長さの影響が現われることも認められたが、その解消にはウィンドーなどのフィルタ^{186), 188)}操作の適用が有効であった。この結果は、スペクトルから A E 発生源の動力学的要因を決定する可能性を示唆するものである。これより、第 3 章で述べた A E 波動の周波数特性が発生機構と深い関係にあることも確かめられた。さらに、逆合積の結果からも、コンクリート材料における転位の立ち上がり時間は、 $10 \sim 20 \mu\text{sec}$ であることが認められ、シミュレーション解析の妥当性が確かめられた。

4. 6 本章の結論

本章は、本論文の第 II 部で行ってきた A E 波動と発生機構に関する考察のまとめとして、その波形解析法について検討したものである。

前半部では、モルタル、コンクリートのモデル供試体を作製し、まず、擬似 A E 発生源より生じる A E 波動を検出した。それを Lamb の問題としてシミュレーション解析し、検出された A E 波動と解析結果の比較検討を行った。次に、同じ供試体を使用して、割裂試験、押し抜きセン断試験を行い、発生する A E 波動を検出し、同時に破壊源探索を行って発生位置を求めた。その位置に対応する転位モデルによって、発生する弾性波動をシミュレーション解析し検出された A E 波動と比較することにより、発生機構を検討した。

これより得られた結論は、以下のようである。

- (1) 擬似 A E 発生源より生じる A E 波動は、Lamb の問題の表面パルス、内部パルスによる自由表面での弾性波動とよく一致した。ここで、解析上の仮定は A E 変換子 905S は、検出面に対し鉛直方向の加速度成分を検出すると考えたことである。また、A E 波動の解析波動に対応する初動部分には、境界からの反射の影響はほとんど現われず、使用したモデル供試体を半無限弾性体として解析しても十分近似しうることが確かめられた。
- (2) 割裂試験において検出された A E 波動は、破壊位置での引張クラックに対応する転位モデルから発生する弾性波動と、初動部分はよく一致した。これより、A E 変換子 905S が鉛直方向の加速度成分を検出していることも確かめられた。押し抜きセン断試験でもセン断クラックの転位モデルから発生する弾性波動と一致するものが得られた。
- (3) A E 波動の発生機構を転位モデルと考えた解析に際しては、検出された A E 波動と最もよく一致するように、立ち上がり時間 T_r を変化させた。その結果、 T_r は $10 \sim 14 \mu\text{sec}$ の範囲にあることが推定された。

本章の後半部では、A E 波動から直接に発生源での動力学的な要因を決定する手法として、逆合

積の手法を Lamb の実験によって検討した。さらに、第Ⅱ部での成果を総合して、A E 波動の発生機構を解明するための波形解析法を検討した後、引張クラックによる A E 波動に逆合積法を適用し、発生源での動力学的要因について考察を行った。

これより、次のような結果が得られた。

(4) 逆合積演算について検討し、グリーン関数の特性に従って、時間領域と周波数領域における逆合積法を考案した。Lamb の問題の表面パルスの場合には、周波数領域における逆合積法の適していることが数値実験の結果、認められた。そして、検出波動に適用した結果、シミュレーション解析の近似関数と求められた発生源関数はよく一致した。内部パルスの場合には、数値実験の結果、時間領域での逆合積の適していることが認められた。この実験結果でも、求められた発生源関数と近似関数の初動部分にはよい一致が見られた。

(5) A E 波動の発生機構を解明するための波形解析法について考察し、それが、転位モデルの諸量を決定することにより行われることを明らかにした。それは、転位の位置と運動学的要因と動力学的要因の 3 種類である。

(6) 波形解析法の確立のための基礎資料として、割裂試験の結果に周波数領域での逆合積法を適用し、転位の動力学的要因の決定を試みた。その結果、この逆合積法は転位の動力学的要因に関する情報を、時間領域と周波数領域の両方でもたらず解析法であることが示された。そして、逆合積結果のフーリエスペクトルより、転位関数の立ち上がり時間 T_r を決定する可能性が認められた。また、これからも、コンクリート材料における転位の立ち上がり時間は、 $10\mu\text{sec} \sim 20\mu\text{sec}$ であることが確認された。

本章で提案した波形解析法は、A E 波動の発生機構を転位モデルと考え、その諸量を A E 波動における種々のパラメーターから決定しようとするものである。本章では、これを確立し、その成果を試すところまでは到達できなかったが、今後の方向づけは行うことができたと思われる。そして、A E 波動とシミュレーション波動の一致、逆合積法による転位の時間関数の決定などによって、A E 波動の発生機構がかなり解明されたと考えられる。

結 論

本論文は、コンクリート材料における A E の発生特性に関して行った基礎的研究の成果をまとめたものである。

A E は非常に新しい研究分野であり、将来において、さらに多岐にわたる方面へ発展すると考えられる。例えば、金属分野では、強磁性体中の磁壁の移動に伴って発生する A E (M A E , magnetomechanical acoustic emission) が最近になって発見され、それによる残留応力の測定への可能性が話題となっている。²¹⁷⁾
²⁴⁰⁾

A E の研究は、このように、次々と発展する多くの適用分野を持っていると考えられ、これが本研究の成因となったと言えるであろう。ところが、その新しさのために、基礎的な研究の欠如が、色々な方面で指摘されている。このような背景が、本論文の構成と関連していることに注意されたい。

一般的な研究の方法では、基礎から応用へと進むものであるが、本研究ではそのような方向はとらなかった。ここでは、コンクリート材料および部材での A E の発生特性からその発生機構へと進む方法を採用した。これは、そこで行った種々の解析手法を別にすれば、A E のコンクリート工学への応用から、A E 波動に関する基礎的な研究へと進んだことを意味している。

しかしながら、A E のパラメーターについて考えれば、本論文の構成は、現在までに発展してきた諸研究の流れと一致することに注意されたい。

初期の先駆的な研究の後に Acoustic Emission として、我が国に A E が導入された頃に、金属分野の人々が中心となって研究したパラメーターは発生頻度であった。その後、非破壊検査への応用として破壊源探査法が、材料研究の分野では振幅別頻度分布が研究された。そして、現在、周波数分析が主流となりつつあり、発生機構については原波形解析という名のもとに始められたところである。

したがって、本論文で研究した第Ⅱ部の内容は、コンクリート工学の分野のみならず、他の分野をも含めて、全く新しいものである。実験データの不備などもあり、全てが明確になったわけではないが、本論文によって初めて A E 波動の発生機構が解明されたと考えられる。さらに、コンクリート工学の分野では、A E の諸特性に関する資料が非常に少ない点を考慮すれば、本論文の成果は基礎資料としての価値も有するであろう。

このようなことより、本論文の所期の目的は、一応達成されたと考えられる。そこで、以下では、本研究で得られた主な成果を総括する。

第Ⅰ部では、コンクリート材料および部材の破壊過程と A E 特性の関係について研究した。

第1章では、A E研究の現況を概観し、本論文で行った諸研究の位置づけをした。前半部では、A Eの原理と検出装置について説明し、それより得られるA Eのパラメーターを検討した。そして、発生頻度、振幅の規模別頻度分布、破壊源探査をとり上げて、第I部の各章で詳しく検討することと述べた。ここで、A Eのエネルギーに関しては、計測系の不備および本来の定義の不明確さによって、本研究では検討しないことにした。後半部では、A Eのコンクリート分野以外での研究例として、金属材料を対象とした分野と岩石材料を対象とした分野におけるA Eの適用例について略述した。その結果、現在、様々な分野で実用段階に達していると考えられる分析パラメーターは、本論文の第I部で考察するものであることが示された。

第2章では、コンクリート材料および構造物へのA E法の適用性を検討するための基礎資料として、A Eの発生頻度について実験的な考察を行った。コンクリート、モルタル供試体の一軸圧縮試験では、A Eは初期の頻発の後、体積ひずみの比例限界までは定常的に若干発生し、これを越える応力状態から再び活発に発生し始め、体積ひずみが減少する付近から急激に加速度的に発生して供試体は終局破壊を生じる。その場合、コンクリート、モルタル供試体ともに、体積ひずみの比例限界までの載荷履歴に対してカイザー効果は現われる。これを越えた履歴荷重の後の繰り返し載荷に対しては、その比例限界付近から再びA Eは発生するようになる。履歴の方向性に関する二軸圧縮試験の結果では、一軸圧縮強度の約75%以下の載荷履歴に対して、その大きさ、方向も含めて履歴応力状態を越える毎にA Eが発生することが認められた。これより、カイザー効果は、供試体内に形成されるクラック系に依存しており、履歴の方向まで含めた効果であると言える。除荷後の時間依存性に関する実験の結果より、カイザー効果とは、供試体が過去の載荷履歴に対して、それと全く同じ載荷状態と過程を経る場合に、新たな載荷段階において発生する非可逆現象と理解されるにいたった。それゆえ、採集岩石による初期地圧推定は、かなり困難であろうと結論された。鉄筋コンクリートはりの実験では、このようなコンクリート部材でもカイザー効果が現われることが認められた。鉄筋コンクリートはりの破壊過程におけるA E頻度の発生特性には、鉄筋とコンクリートの相対的な強度の割合が大きく影響することがわかった。鉄筋の強度がコンクリートよりも高ければ、はりの曲げスパン部での微小ひびわれ発生後、A Eはほぼ定常的に発生し、終局耐力の消失直前に急激に頻発する。鉄筋の強度が比較的低ければ、鉄筋の降伏とともにA Eは、終局耐力の消失まで漸増的に発生する。屋外試験の結果からは、A Eをコンクリート構造物の移動時の安全監視に使用する有効性が確められた。また、A E法を屋外での現場計測に適用する場合には、雑音の分離および除去が重大な問題となることが指摘された。

第3章では、A Eの振幅別頻度分布について、確率過程論により理論的に考察し、その成果に基づいて実験的に考察した。A Eの振幅別頻度分布は、石本—飯田式あるいはGutenberg—Richter

式で表わされるというよりも、レート・プロセスで説明づけられるべきものであり、 b 値はその過程のレートに相当し、供試体の材質および破壊形態に依存することが明らかになった。実験の結果、 AE の振幅別頻度分布曲線は、上に凸な特性を有し、供試^体の材料および載荷法によって終局破壊に至る各過程で変動することが認められた。そのような分布曲線の変動特性を把握するために、平均マグニチュード \overline{Me} を導入して評価することを提案した。これは、レート・プロセス論によれば、 b 値の逆数に相当する。 \overline{Me} は、破壊形態および破壊過程に敏感であり、クラックの成長過程の相異も明瞭に表わす。例えば、曲げ試験では、 \overline{Me} は終局破壊直前に大きくなり、一軸圧縮試験のように多くのクラックが成長し、連結され破壊に至る過程ではほとんど変化しないことが認められた。鉄筋コンクリート構造物の破壊過程での AE の振幅別頻度分布曲線も、やはり上に凸となる特性を有していた。この場合にも \overline{Me} は、その構造物の破壊過程に固有な挙動を示す。ただし、 AE 変換子の位置ならびに材料内の波動伝播時の距離減衰などの影響をうけるために、検出点での評価パラメーターと解さねばならない。

第4章では、コンクリート部材の破壊過程と AE の発生特性に関する研究の一環として、 AE による破壊源探査法について基礎的な考察を行った。 AE 変換子の配置に関しては、破壊形態をも考慮して、どの計測チャンネルも等感度となり、 AE 波動の変換子への入射角が確実に縦波の検出しうる角度となるように注意することが必要とされた。5チャンネルの計測系を用いた破壊源探査法では、1次近似解の精度は悪くとも、反復法によって十分な精度で解の得られることが数値実験で確かめられた。縦波速度に異方性が存在する場合にも、本手法を適用すれば精度の改善に役立つことが明らかになった。この破壊源探査法による探査精度は、解法誤差も含めて、探査の対象となっている領域では 10 mm 以内であることが実験により確かめられた。スリットモデル供試体の圧縮試験において、3チャンネルの破壊源探査法により求められた探査点の位置は、実際の表面ひびわれとよく対応し、本手法の有効性が確かめられた。割裂試験の破壊源探査からは、その破壊過程が、載荷軸を含む面付近の供試体中央部の引張領域に、微小クラックが数多く発生し、それが最終的には連結されて面を形成して破壊に至る過程であることが認められた。4チャンネルの計測システムを用いた鉄筋コンクリートはり試験からは、このような複合材料においても破壊源探査法の適用可能なことが確かめられた。その実験により、表面ひびわれ発生までの荷重履歴をうけたはりでは、その後の履歴荷重までの載荷に対しては鉄筋との付着部に微小破壊は集中するが、それ以上の載荷に対しては供試体下部から新たな破壊源が発生することも認められた。一軸圧縮下では、微小破壊は、まず、載荷面付近に集中して発生する。その後、供試体内部へと微小破壊は進展し、これが連結され最終破壊面形成へと移行していくことが認められた。そのようなクラックの成長によって縦波速度の変動が生じる破壊試験でも、 10 mm 以内の精度で破壊源探査を行うことができた。5チャンネルの計

測システムを使用した鉄筋コンクリートはり試験では、3方向の縦波速度の異方性を考慮した破壊源探査を行った。その結果、曲げ破壊、セン断破壊という異なる破壊形態を示す過程をも追跡可能なことが認められた。

第Ⅱ部では、A E波動の発生機構を転位モデルと対応づけることにより、A E波動とその発生機構の関係を理論的および実験的に考察した。

第1章では、第Ⅱ部の導入部として、弾性波動論と線形システム論に基づいたA E波動の理論的な表現について考察した。前半部では、3次元弾性波動問題の解の積分表示式について述べ、その表示の基礎となるグリーン関数、特に、半無限体のグリーン関数およびその空間微分を誘導した。そして、積分表示式に転位モデルを導入することによって、弾性体内での微小クラックより発生する弾性波動の表示式を導いた。また、転位モデルと等価な力学モデルについても検討した。後半部では、A E波動の伝達経路の理論的な考察を行った。それは、線形システム論に基づいたものであり、発生機構を解明するには時間領域と周波数領域で波形解析が可能なことを述べた。

第2章では、A E波動を転位モデルより発生する弾性波動と考えた場合に、数学的に導かれる放射形式について詳細な検討を行った。実験で検出される半無限弾性体での波動と、無限弾性体の遠方項より導かれた放射形式の関係を検討するために、グリーン関数を求めて、種々の場合の縦波、横波の振幅値比較を行った。その結果、横波の初動の振幅値は入射方向により大きく異なるが、縦波の初動では、半無限体の場合の振幅値は無限体の遠方項のみを考えた場合の約2倍で近似できることが示された。したがって、実際のA E波動でも縦波初動は、放射形式と一致するであろうことが示唆された。集中力、セン断転位、引張転位の代表的な3種類の転位モデルに対応する実験を行って、放射形式を実験的に検証した。その結果、縦波初動の空間的な振幅値分布は、放射形式とよく一致することが認められた。そして、モルタル、コンクリート供試体の一軸圧縮試験、割裂試験、単鉄筋はりの曲げ試験での破壊源探査に、放射形式の概念を適用し個々の破壊源を引張クラックとその他の機構によるものとに分類する実験を行った。また、放射形式に基づいて、転位モデルの運動学的要因の決定を試みた。集中力の場合の結果では、集中力の作用点から各検出点への入射方向が、検出平面に対して浅くなく、縦波初動が正確に検出されているならば、探査位置も集中力の作用方向も精度良く決定されることが示された。スリットモデル供試体を用いた2次元問題での実験結果からは、引張転位、セン断転位ともに、モデルから予想されたものと非常によく一致する結果が得られた。したがって、この手法によって転位モデルの運動学的要因を決定する可能性が示された。

第3章では、コンクリート材料におけるA E波動の周波数特性について詳細な考察を行った。A E変換子900BA-4Dの周波数応答特性に関する解析と実験の結果から、900BA-4Dは本研

究で採用した計測周波数帯では、1次共振周波数のみを持つ縦効果の振動子と考えられることがわかった。また、変換子を除いた計測系の応答特性は、計測周波数帯で平坦であり問題とならないことが示された。割裂試験で検出されたA E波動のスペクトル分析により、A Eのスペクトルには変換子の共振特性が大きく影響することが認められた。そこで、検出されたA E波動の周波数応答特性の補正法を考案し、その妥当性を実験により確めた。次に、A E波動のスペクトル特性に関する一軸圧縮試験の結果からは、モルタルのような均質材料では破壊過程でスペクトルはあまり変動しないが、コンクリートではかなり変動することが認められた。それは、ピーク周波数と変動係数によって破壊過程を検討した結果でも認められた。割裂試験の過程では、スペクトルはほとんど変化しないことが認められた。それに対して、単鉄筋はりの曲げ試験では変動が大きかった。A E波動のランニングスペクトルを求めた結果、A E波動のスペクトルには、初動の到達から300 μ sec程度の間に主要な周波数成分およびエネルギー成分が含まれていることが明らかになった。A E変換子の応答特性の影響も、その間に現われることが認められた。A E波動のコヒーレンスに関する考察によって、A E波動の周波数成分には供試体の形状による共振の影響はないことが認められた。自己相関に関する考察では、A E波動には反射波が含まれていることが明らかになった。破壊機構と伝播経路のスペクトルへの影響をみるために、破壊源探査をも併用して行った実験の結果、A E波動の周波数成分は、発生位置の影響をうけ、検出点および供試体内の伝播経路により異なることがわかった。発生機構の分類によって、A E波動の周波数特性は、発生機構と関係していることが明らかになった。その結果、引張クラックによるA E波動のスペクトルには明確なピークが存在するが、セン断その他の機構によって発生したA E波動のスペクトルは平坦であることが認められた。伝播経路による高周波成分の距離減衰を補正したA E波動の発生源スペクトルの特性は、発生機構と非常によい対応があることが認められた。引張クラックの場合には、どの検出点で得られたA E波動に対しても発生源スペクトルは、ほぼ同じピークを持ち、セン断その他の機構によるA E波動のスペクトルは平坦であり検出点によって異なることが認められた。このような結果は、スペクトル特性が、破壊源での破壊の進行方向に依存していることを示唆するものである。

第4章では、第Ⅱ部で行ってきたA E波動と発生機構に関する考察のまとめとして、A E波動の波形解析法について検討した。擬似A E発生源より生じるA E波動のシミュレーション解析に関する結果から、検出波動は、Lambの問題の表面パルス、内部パルスによる自由表面での弾性波動とよく一致することが認められた。ここで、解析上の仮定はA E変換子905Sが検出面に対し鉛直方向の加速度を検出すると考えたことである。また、A E波動の解析結果に対応する初動部分には、境界からの反射の影響はほとんど現われず、使用したモデル供試体を半無限体として解析しても十分近似しうることが認められた。割裂試験において検出されたA E波動は、破壊位置での引張クラ

ックにより発生する弾性波動としてシミュレーション解析した結果と、初動部分はよく一致した。これより、AE変換子 905 S が鉛直方向の加速度成分を検出していることも確かめられた。押し抜きセン断試験においても、セン断クラックの転位モデルから発生するシミュレーション解析波動と一致するものが得られた。AE波動の発生機構を転位モデルと考えた解析に際しては、検出されたAE波動と最もよく一致するように、立ち上がり時間 T_r を変化させた。その結果、 T_r は $10 \sim 14 \mu\text{sec}$ の範囲にあることが推定された。逆合積演算について検討し、グリーン関数の特性に従って、時間領域と周波数領域における逆合積法を考案した。Lamb の問題の表面パルスの場合には、周波数領域における逆合積法の適していることが数値実験の結果から認められた。検出波動に適用した結果、シミュレーション解析の近似関数と求められた発生源関数はよく一致した。内部パルスの場合には数値実験の結果、時間領域での逆合積の適していることが認められた。この実験結果でも、求められた発生源関数と近似関数の初動部分にはよい一致が見られた。AE波動の発生機構を解明するための波形解析法について考察し、それが転位モデルの諸量を決定することによって行われることを明らかにした。それは、転位の位置と運動学的要因と動力学的要因の3種類である。割裂試験の結果に周波数領域での逆合積法を適用し、転位の動力学的要因の決定を試みた。その結果、逆合積結果のフーリエスペクトルより、転位関数の立ち上がり時間 T_r を決定する可能性が認められた。また、コンクリート材料における転位の立ち上がり時間は、 $10 \sim 20 \mu\text{sec}$ であることも確かめられた。

以上、本研究で得た主な成果の概略を述べた。第I部で扱ったAEのパラメーターは、本研究によって、実用段階に達したと考えられる。それらは、実在のコンクリート構造物に対しても、供用時の安全監視に、耐力ないし健全度の推定に、十分利用できるであろう。また、破壊源探査法の土木分野での有用性も、十分確かめられたと考えられる。しかし、この技術は完成されたものではなく、探査精度の向上、破壊源標定数の増大、リアルタイムの処理など、計測装置、技術の両面でさらに研究の必要な問題は山積みされている。そして、実在構造物の欠陥箇所の発見、クラックの成長状況の把握、健全度の推定などにその利用価値は高く、実用化が待ち望まれるところである。本研究の第I部における成果は、これらに対する基礎資料としての役割を担うものであると信じる。

第II部での研究項目は、いずれも非常に新しい分野であり、著者の力量不足により未だ取り扱えなかった問題も多いと考えられる。第II部の第1章から第4章を通して、本研究で目標としたのは、AE波動の理論的な取り扱いを確立することであった。提案した個々の項目に関しては、実験的検証をも含めて種々の考察を行ったが、第2章では、放射形式の適用に関する資料が乏しいのは否めない。これには、3次元での転位モデルの決定を検討する必要がある。第3章では、AE波動の周波数特性を非常に詳細に検討したが、第4章の波形解析法との関連については十分な議論が行えなかった。例えば、セン断クラックの伝播方向と周波数特性については、スリットモデル供試体の

実験などによる基礎的な考察が必要と思われる。第4章の破壊実験で、主に検討したのは、引張クラックにおけるAE波動の発生機構であり、セン断クラックも含めて他の破壊機構に対する検討は残された。

このように、第Ⅱ部では、理論的に導びかれる総合的な波形解析法の提案とそのための基礎資料を提供するに止まった。この段階では、AE変換子の較正法とも関連して、AE波動の振幅値を決定することも断念した。それゆえ、AEのエネルギーに関連した項目は検討できなかったが、これは、今後において早急に解明しなければならない問題であろう。

波形解析法の確立には、まだまだ、多くの実験、研究の積み重ねが必要であるが、本研究によって、どのようなAE波動に対しても、その波形情報からコンクリート材料の破壊機構を解明する可能性が示された。また、MEMのような波形処理法をも含めて、雑学的にはあるが、土木分野における弾性波動の研究に関して多くの知見がもたらされたと考えられる。例えば、AE波動のシミュレーション解析の成果は、AE計測技術が様々な弾性波動問題の実験的な研究に適用可能なことを示唆するものである。さらに、線形システム概念に基づいた波動伝播系の周波数応答特性の抽出は、コンクリート中のひびわれ検出などの超音波探傷に新しい手法をもたらすと考えられる。

以上のようにAE法は、多様な分野へと、今後も発展していくと考えられ、本研究に続く様々な研究に期待したい。その際、本研究がそれらの研究の礎となることを祈念するものである。

謝 辞

本研究は、著者が、京都大学で大学院学生および助手として在籍した間に行った研究成果をまとめたものである。その間、終始御指導、御鞭撻を賜った京都大学工学部丹羽義次教授、ならびに小林昭一教授に深く感謝の意を表わしたい。

振り返れば、著者が初めてアコースティック・エミッションに出合ったのは、修士課程1年の折、土木で初めてA Eを研究されつつあった小松賢一氏（現在株式会社鴻池組勤務）の実験補助を通してであった。その後の貴重な御助言も併せれば、氏の先達によって本研究は成ったと言えるであろう。そして、当時より、本研究の遂行中随所に於て、福井卓雄氏（現在福井大学講師）には、御討議、御助言を載いた。ここにおいて両氏に感謝の意を表わす。また、A Eの計測技術および実験法に関して、京都大学工学部資源工学科の柳谷 俊（現在京都大学助手）、佐野 修（現在山口大学助手）、金子勝比古（現在熊本大学助手）の3氏には、有益な御討議を載いた。ここに、深く感謝する。

本研究の実験には、供試体の作成、養生が不可欠であった。これについて、材料および実験室、恒温室の使用を快諾され、かつ、それに関して貴重な御助言、御指導を載いた京都大学工学部岡田清教授、小林和夫助教授、宮川豊章助手、さらに、岐阜大学工学部小柳 治教授、立命館大学理工学部児島孝之助教授の方々に深く感謝の意を表わしたい。また、六郷恵哲氏（現在岐阜大学助教授）には、第I部第4章の破壊源探査実験の遂行にあたり、御援助も載いた。ここに、感謝の意を表わすものである。

本研究の遂行にあたって、第I部第2章の屋外実験は、間組大阪工場で行われた阪神高速道路公団森ノ宮工事区下部工事SRCモデル構造実験およびピー・エス・コンクリート株式会社水口工場におけるプレテンションT型単純桁の実物試験に際してA E計測の御便宜を図っていただいたものである。ここに、関係各位に感謝の意を表わしたい。

そして、第2章のカイザー効果の実験には倉光恭三氏（現在株式会社日商岩井勤務）、第3章および第4章の実験の遂行にあたっては、大森啓至氏（現在小野田セメント株式会社勤務）、松尾哲彦氏（現在株式会社熊谷組勤務）に御援助を載いた。

第II部での実験および解析の遂行には、奥田和男氏（現在電々公社勤務）、塩見寛之氏（現在京都府勤務）、馬越唯好氏（現在四国電力株式会社勤務）、さらに、広瀬壮一氏（現在京都大学助手）、植野良二氏（現在川崎製鉄勤務）、京都大学大学院生である仲村治朗氏の各位に御援助を戴いた。以上の諸氏に対して深く感謝したい。

さらに、京都大学工学部渡辺英一助教授、北原道弘助手（現在東海大学勤務）をはじめとする京

都大学土木工学科構造力学講座の各位の御協力によって、本研究は成し得たものであり、ここに心から感謝の意を表わす。

最後に、本研究における数値計算およびデータ処理には、京都大学大学計算機センターのM-190, M-200 によったことを付記して謝辞の結びとしたい。

付録 大清水ずい道における山はね計測 とその発生機構に関する考察

1 はじめに

本論文では、コンクリート材料を対象として、A Eの諸特性について考察を行った。しかしながら、第I部第1章で述べたように、A Eの応用例として、鉱山での山はね（rock - burst）現象の予測に使用する試みは、Obert¹⁴⁾、Duvall¹⁵⁾等によって始められて以来、カナダ、ソビエト連邦^{17), 18)}などでも行われ非常に古い歴史を持っている。

そのような地下空洞の掘削時の問題は、土木工学分野でも関連深いものであろう。しかしながら、従来からのずい道および大規模な地下空洞の工事では、我が国独特の複雑な地質構造に起因した軟岩、水、破碎帯などに主な関心がはらわれており、山はねについてはほとんど考慮されていなかった。それは、これまでに構築された土木構造物が土かぶりの少ない浅い地下空洞が多かったことにも関係しているであろう。今後においては、高速道路、新幹線網などの拡充とともに、土かぶりの多い硬岩の箇所での工事が行われるようになり、その際には山はねが問題となることが予想される。

山はねとは、ずい道や地下空洞の開削に伴って、周辺岩盤に発生する急激な破壊現象である。そのような破壊現象の発生機構は、まだ、十分に解明されているとは言えないが、主として開削によって新に形成された自由表面周辺の岩盤に生じ、急激に破壊してエネルギーが解放される点などから考えて、一種の局所的な座屈に近い現象とも考えられる。また、従来の経験では、一般的に高い地圧を受ける硬岩地帯に発生しやすいことが知られている。

山はねは、地下開削地点での地山応力状態、地質状態および岩質、岩盤の強度、開削断面の形状、応力集中ならびに変形状態、さらには発破などによる破壊領域の大きさとかクラック分布などの多くの要因に影響されると考えられる。実際には、これらの要因が複雑にからみ合って、類似した条件であっても、ある場合には極めて急激に破壊し、ある場合には緩やかに破壊するという差異が生じることになる。その要因には、施工方法とか順序などに影響されるものも多いであろう。

そして、山はねの防御とか小規模なものに抑制するには、実際の山はねの発生状況を詳細に調査し、それらの資料に基づいて、数値解析ならびにモデル実験なども併用して十分な検討を加え、山はねの発生機構を解明し施工などに反映することが必要であろう。

筆者らは、上越新幹線大清水ずい道工事現場において、小規模山はねの発生箇所においてA E計測の機会を得た。以下では、本論文のコンクリート材料を対象とした研究とは別なA Eの応用例として、それに関して得られた成果を述べる。その内容は、大きく分けて、測定現場と岩石の力学特性、小規模山はねの計測結果、山はねのモデル実験、切羽周辺での応力状態の解析結果ならびにそ

れらに基づく山はねの発生機構に関する考察より成っている。なお、以下の内容の一部は、既に発表済みであるので、その文献をも参照されたい。²⁴¹⁾

2 測定現場

大清水ずい道の岩盤は、全体的に非常に硬く堅固ではあるが、部分的には湧水もあり相当な亀裂が生じている箇所もある。このうち山はねの発生した部分およびその危険性があると考えられている箇所は、石英閃緑岩より成る堅固な岩盤あるいは大岩塊である。その測定箇所の概略をFig.1に示す。

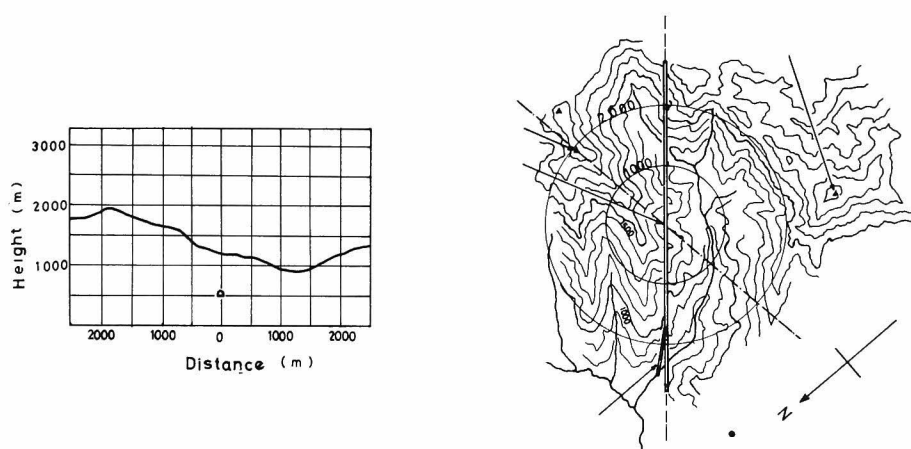


Fig. 1 Sketch of the rock burst monitoring site.

土かぶり約 700m、地圧約 180 kg/cm^2 のこの現場は、掘削時には、山はねは発生しなかったが、ここより約 20m(トンネル直径の 2 倍程度)切羽が進行した後に、 $1.0 \text{ m} \times 1.0 \text{ m}$ 程度の薄い岩片の山はね現象が両側の側壁より生じた箇所である。その後、器材抗として掘削にとりかかったが、レックハンマーによる穿孔衝撃によっても、切羽に向って左側では山はねが生じた。

本観測時には、ずい道はコンクリートライニングが施されており、現場は試験坑として掘削中であつた。付近には、山はねにより生じたと思われる薄い岩片が集積していた。なお、この地点の前後には若干破壊された部分があり、少量の湧水が認められた。

そして、試験孔($\phi 10 \text{ cm}$)では、穿孔後 3~4 時間でその両壁面にクラックが軸方向に沿って発生し、観測時(約 1 週間後)には、幅 2cm のクラックが、奥行き約 90cm にわたって生じていた。

また、この箇所では、 $\phi 5\text{ cm}$ の穿孔を行ったところ、引き抜かれたコアは、ディスク現象を生じた。

3 岩盤および岩石の力学的特性

このように現場での結果では、測定箇所が大きな地圧を受けている石英閃緑岩より成る堅岩部分であることを示している。

岩盤中に自由面を新に形成すれば、長年月を経て比較的安定していた地山の応力状態が急激に攪乱されることによって、空洞壁面には応力集中が生じる。その場合に、空洞壁面に垂直な方向の応力はほぼ0になるまで解放されるのに対して、壁面に沿う方向の応力は空洞の幾何学形状と地山の応力状態に応じて大幅に変動する。これらの状態での岩盤ないし岩石の挙動を知るためには、その力学的特性の検討は不可欠である。

前述のように、計測対象とした箇所の岩盤は、ほぼ均一な特性を有していると考えられることから、ボーリングコアにより得られた岩石供試体によって、この付近の岩盤の特性を推定することも可能であろう。

現場計測終了後に、室内試験によって求めた岩石資料の結果は次のようである。

一軸圧縮強度、引張強度、弾性係数、ポアソン比の試験結果をTable 1に示す。また、一軸圧縮試験時の応力-ひずみ曲線をFig・2に示す。それらの結果より、この岩石は極めて強く、かつ高強度であることがわかる。ポアソン比は0.21で特に小さくもないが、ゼイ性係数（圧縮強度／引張強度）は約20 とかなり大きいことが認められる。

Table 1 Mechanical properties of rocks.

Testing method	Specimen number	Size (cm)	Strength (kg/cm ²)	Yong modulus ($\times 10^6 \text{ kg/m}^2$)	Poisson ratio
Compression Test	C-1	$\phi 4.75 \times 10.04$	2091	0.44	0.21
	C-2	$\phi 4.75 \times 9.12$	2023	0.48	0.19
	C-3	$\phi 4.75 \times 10.17$	2266	0.50	0.22
	average		2127	0.48	0.21
Brazilian Test	S-1	$\phi 4.75 \times 4.39$	109		
	S-2	$\phi 4.75 \times 4.68$	109		
	S-3	$\phi 4.75 \times 4.79$	107		
	average		108		

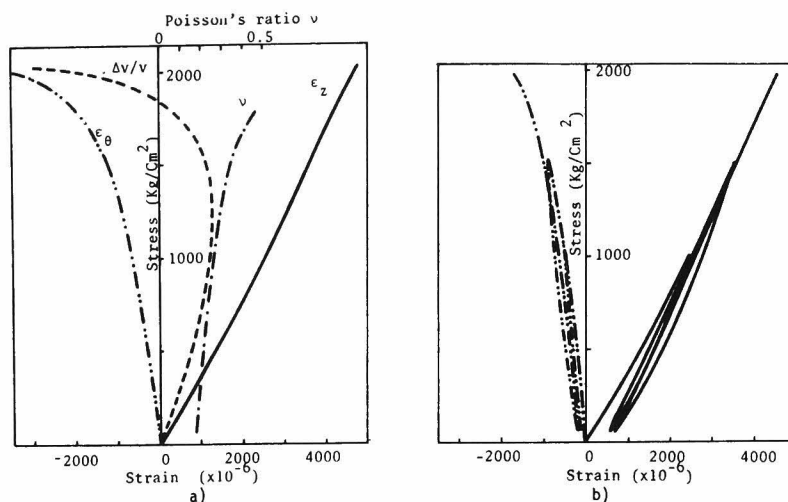


Fig. 2 Stress - strain curves of rock samples.

4 小規模山はねの計測結果とその検討

(1) A E計測

前述の試験坑穿孔時に、加速度計システムを持込んでA E計測を行おうと試みたが、加速度計の定着の問題およびカウンターの故障などにより十分な計測は行えず、発生波形の確認のみに止まった。そこで、約1週間後に、Fig・3 に示すような計測装置を使用し再びA E計測を行った。

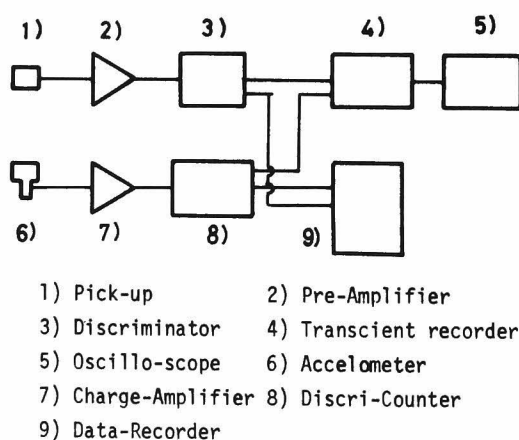


Fig. 3 Apparatus for AE observation.

A E変換子としては、650BA(PZT-5, $\phi 20\text{mm} \times 4\text{mm}$, 村田製作所製)に鋼製導波部($\phi 20\text{mm} \times 10\text{mm}$)を定着用に取付けたものを、加速度計としてはB & K製4344型を用い、それぞれ10kHz ~ 1MHz および1kHz ~ 20kHzの周波数帯域で60dB増幅してA E現象を検出した。

計測箇所は、この時、器材坑掘削のため発破作業を行っており、その日の作業終了1時間後に現場に到着した。到着直後に、ゼイ性材的な破壊音とともに、作業坑左肩付近から小規模の山はね現象が発生し、その後は轟鳴も観測された。そこで、山はねおよび音響の観測された部分の下方の岩盤に石コウでボルトを定着し、その上にA E変換子と加速度計を取付けた。

(2)計測結果

発破作業終了から約1時間を経過したのち、約2時間半にわたってA E計測を行った。そのA E頻度の結果をFig・4 に示す。

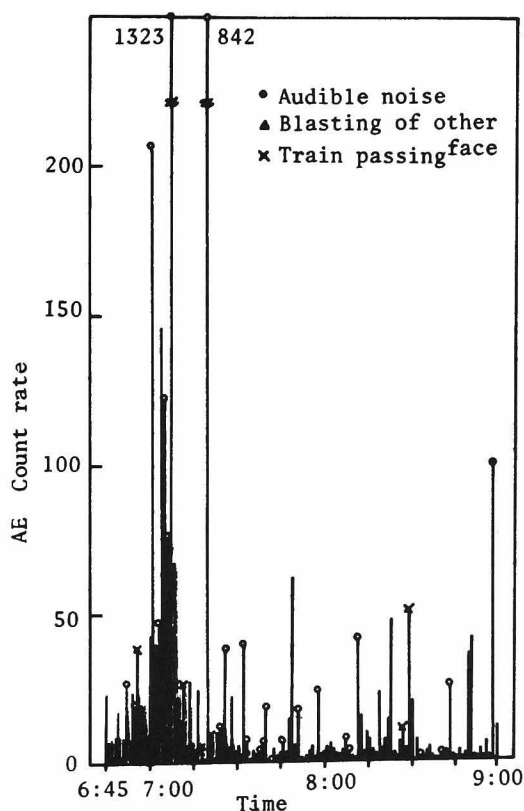


Fig. 4 Event - time relation of rock burst.

これは、加速度計システムより検出されたものである。図の結果によれば、計測開始から約10分後にA Eは頻発し、その後は数回の頻発を繰り返しながら、次第に減少していつている。これは、発

破により形成された新しい壁面が応力集中により局所的な破壊を生じる。その結果、さらに岩盤の奥へと破壊は進行し、応力の再分配により次第に安定な状態へと移行していることを示唆するものと思われる。なお、計測中に数回にわたって、岩石が破壊音を伴って飛散し、続いて轟鳴が数秒間も聞かれることもあった。これらも含めて、図中には可聴音の発生、切羽での発破、トロッコの通過などを示した。可聴音の発生と検出されたA Eとは見事に対応しているが、トロッコなどの低周波数（1kHz以下と考えられる。）の振動の影響はほとんど受けてないことがよくわかる。

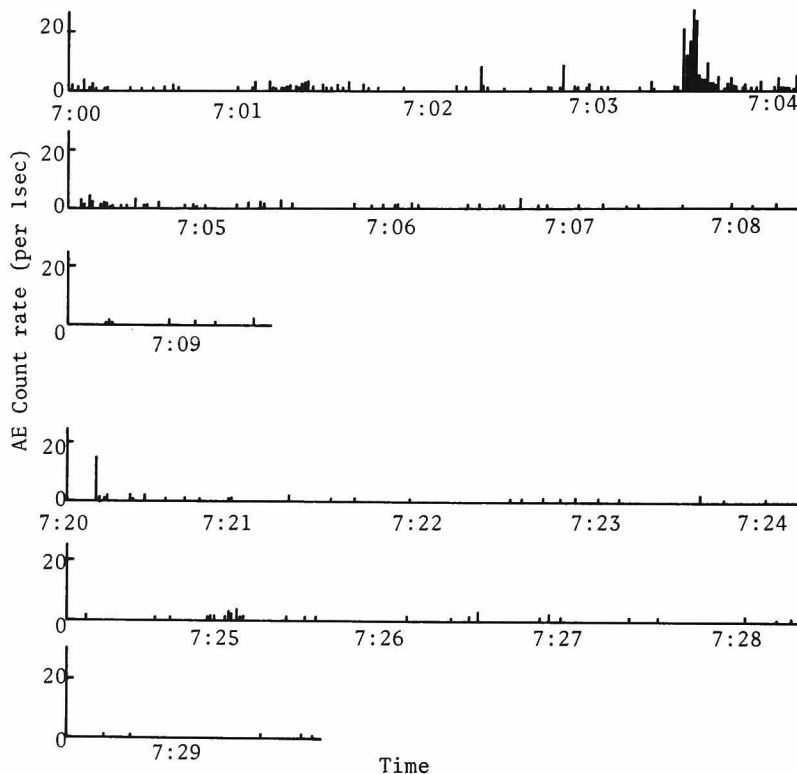


Fig. 5 Event time record.

Fig・5 はデータレコーダーにより録音された結果を計測後に再生し、1秒間のA Eカウントレートとして示したものである。初期における多発は、ある期間に集中して生じており、全体的には、その後は間欠的に発生してその間隔は次第に長くなっている。この結果も、加速度システムにより計測されたものである。A E変換子より検出したデータは、その計測周波数帯とデータレコーダーの周波数応答特性の対応がよくなかったことも含めて、非常に雑音が多く不明瞭な記録しか行われていなかったため、信頼すべきデータは得られなかった。

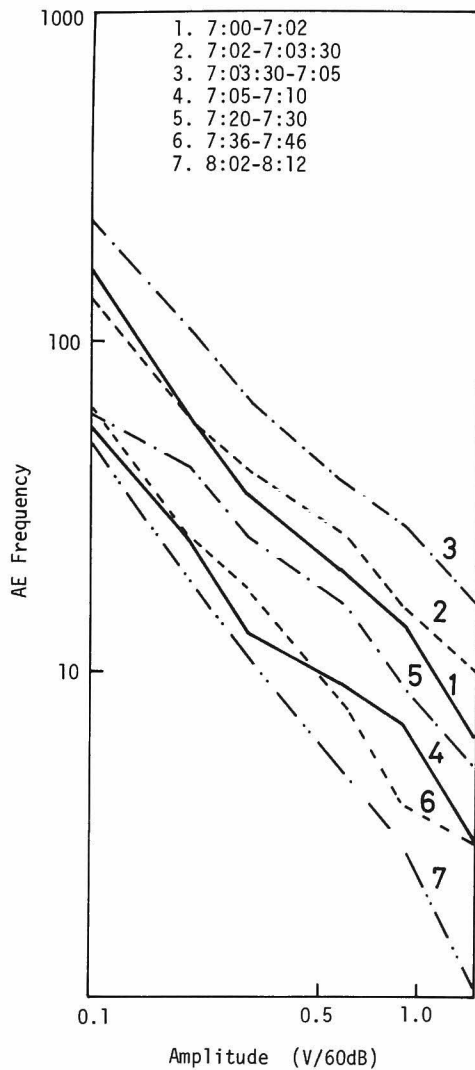
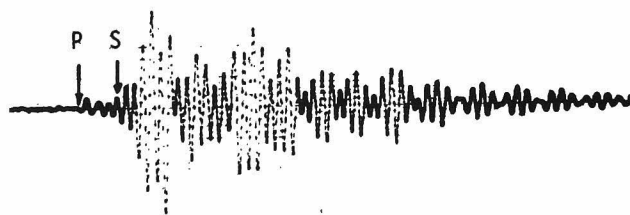


Fig. 6 Amplitude - frequency relation of recorded data.

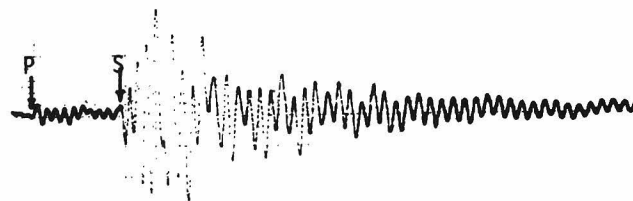
Fig. 5 に示したデータの規模別頻度分布を求めれば、Fig. 6 のようである。本論文の第 I 部第 3 章で述べたように、この分布曲線の勾配すなわち b 値の変化から、山はねの発生予測を行おうという試みも報告²⁴²⁾されている。しかし、この結果では勾配に大きな変化は見られず、例えば、主破壊前に急激に小さくなるというような明確な傾向も認められない。それゆえ、 b 値の変動によって、山はねの発生予測を行うことは、まだ困難であると思われる。



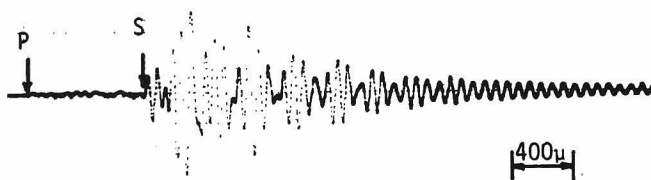
7:00:33



7:03:42



7:24:14



8:12:38

Fig. 7 Typical AE records.

次に、テープより再生した波形の例をFig・7に示す。

全体的に見れば、時間経過に伴って、縦波と横波の到達時間差が増大しているのがわかる。これは、AEの発生箇所すなわち破壊箇所が、壁面から次第に奥へと移動していることを示唆しているのであろう。

このように、現場計測の結果を総合すれば、小規模山はね現象におけるAEは、発破後急激に多発したが、その後は時間経過とともに間欠的に頻発しながら次第に減少する傾向を示した。さらに、

頻発時の発生挙動は岩石の逐次破壊を伴うものと類似し、微小な局所破壊による応力再分配を繰り返しつつ、次第に安定化しているようである。そのような破壊の発生箇所は、波形観測によって、次第に岩盤の奥へと進展していることが推察された。

5 山はねのモデル実験による考察

以上のような現場計測の結果より、山はねは空洞壁面での高応力域が局部的に座屈し、さらに新しい自由面で座屈を生じるような現象と考えられた。そこで、室内のモデル実験によってほぼ同様な機構が再現しうるのであると考え、以下のようなモデル実験を行った。

(1) 実験概要

山はねのモデル供試体としては、中央に貫通した円孔 ($\phi 40\text{ mm}$) を有するモルタル立方体 ($10.5\text{ cm} \times 10.5\text{ cm} \times 10.5\text{ cm}$) を使用した。そして、水：セメント：標準砂 = 0.5：1：2 の標準配合のもの (P タイプ) および水：セメント：標準砂 = 0.3：1：0.5 の富配合のもの (R タイプ) の2種類を作成した。それらの一軸圧縮強度は、それぞれ 303 kg/cm^2 、 586 kg/cm^2 であった。

実験としては、3軸圧縮試験装置^{(64), (88)}を使用し、立方体の外部から等方静水圧となるように3方向を同時に载荷し、荷重値は数段階に分けて断続的に増加させた。そして、各荷重の停止段階において供試体の円孔部に設置したAE変換子900BA-8Dから、本編第I部第2章と同じ計測システムを使用してAE頻度を計測した。

(2) 実験結果および考察

実験より得られたAE頻度の結果をクリープひずみとともに、Fig・8に示す。なお、括弧内に

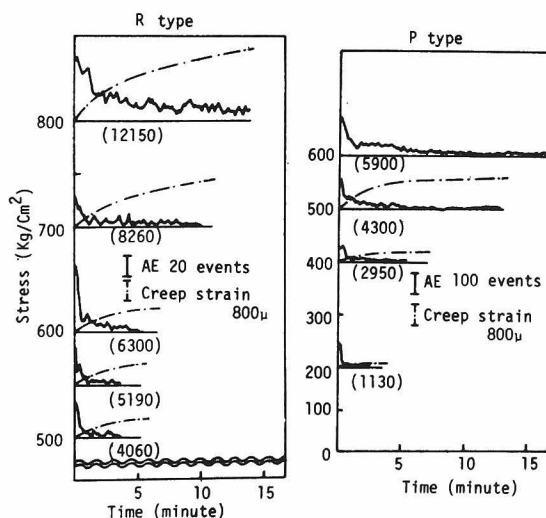


Fig. 8 Events under constant stress in model experiments.

示した数値は、その荷重レベルに達したときのひずみである。図より、荷重レベルが高くなれば、その停止時における A E の発生頻度は増加し、同時に終息までの期間も長くなっているのがわかる。また、この間のクリープひずみの増加も著しい。

A E 頻度は、断続的に増減のパターンを繰り返しているのが見られるが、これは現場での計測結果に類似している。したがって、この結果も、円孔周辺が高い応力集中によって局部破壊を生じ、そのために応力の再分配が行われ、隣接部分が断続的に破壊されていくという過程を示唆していると思われる。なお、A E 頻度の結果では、一軸圧縮強度の 40 ～ 60 % から微小破壊を生じているのが見られたが、それは円孔周辺の応力集中とよく対応していると思われる。

除荷後、供試体を分断し、円孔周辺を調べた結果、孔壁に厚さ数分の 1 mm 程度の薄片が随所に剥離しているのが認められた。それはゼイ性度の高い R タイプの方が顕著であった。この実験の結果より、岩のゼイ性度と応力の条件さえ整えば、こうした剥離状に破壊する現象、いわゆる山はねが発生することが確認することができた。

6 切羽周辺の応力状態と山はねの発生機構の検討

山はねは、比較的切羽に近く、そこからせいぜいトンネルの直径程度手前の孔壁に発生し易いと言われている。前述のように、今回の計測現場でも、そのことは確認された。この事実は、山はねが切羽周辺の応力および変形状態に影響されることを示している。それゆえ、山はねの発生機構について考察するには、それに関する知識が必要となる。そのような解析的な研究は、本考察の主旨とは異なるため、岩盤を完全弾性体と仮定して積分方程式法を用いて切羽周辺の応力状態を解析した結果²⁴³⁾を引用して考察する。Fig・9 a), b) は、その結果から円形トンネルの軸に垂直な方向に一樣一軸応力を受けた場合に発生する円周方向応力および主応力を示したものである。図によれば、切羽面中央で約 $1.0 \sigma_0$ の円周方向応力は、切羽近くの側壁でも約 $1.0 \sigma_0$ 、切羽からトンネルの半径程度離れた地点では約 $1.5 \sigma_0$ 、トンネルの直径程度離れた地点では約 $1.8 \sigma_0$ となっている。この結果より、切羽から離れるに従って切羽の効果は弱まり、特に、トンネルの半径程度の範囲で急激に弱まり、3 次元的な応力状態から 2 次元的な応力状態へと移行し、トンネルの直径程度離れるとほぼ 2 次元的な状態にまで達していることがわかる。したがって、切羽からトンネルの半径ないし直径程度離れると、破壊の生じる危険性が増えてくると考えられる。

ここまでの結果を要約して、山はねの発生機構に関して考察すれば、次のようなことが言えるであろう。

山はねの発生場所としては、高い初期地圧を受けた堅岩中に開削された空洞壁面で発生し、力学的な条件を考慮すれば、切羽からトンネルの直径程度手前の付近に生じ易いと考えられる。

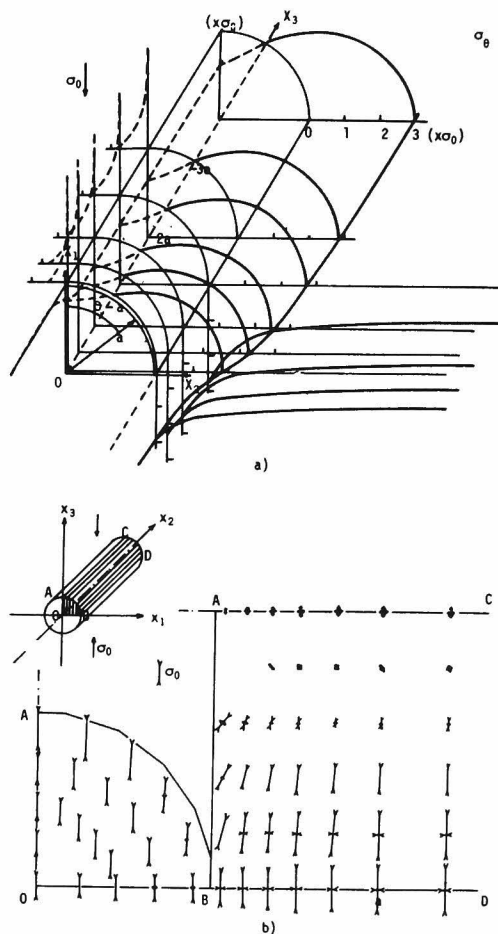


Fig. 9 Stress around an advancing face.

ただし、小規模には岩盤の非均質性とか空洞周辺の幾何学的な不規則性、発破などによる局部破壊を受けた場所にも生じるであろう。その原因としては上述のような部分に高い2次的な応力集中が生じ、あるいは周辺岩盤の局部的な非均質性、破壊度に関連して、さらに高い応力状態になるためと考えられる。

このような山はね発生の直接の引き金作用としては、第一に発破が考えられる。発破により周辺の応力状態が急激に変動し、局部的な過渡応力ないし変形状態が生じる。これがある限界を超えれば破壊となるであろう。その過程は、繰り返されて次第に新しい安定状態へと移行するが、過程中的破壊が山はね現象となって現われるであろう。

第二には、トンネルの掘進が考えられる。トンネル掘進を円滑に行ったとしても、既に述べたよ

うに掘進に伴って、切羽から遠ざかる壁面では切羽の効果が次第に失われ、2次元平面ひずみ的な応力ないし変形状態となって、高応力および大変形を生じるようになり、山はねの生じる危険性が増すと考えられる。実際には、切羽の掘進に伴って発生した山はねは、周壁からさらに深部へとその発生箇所を移動して行く。それ故、この種の山はねは、玉ねぎの皮を剥がすように安定するまで、次から次へと比較的小規模に発生することになる。

また、現場計測の際の結果より、山はねの徴候として、高い地圧を受けた堅い岩盤では、ボーリング孔の穿削によって、高い2次的応力が発生し孔壁にクラックが発生したりいわゆるディスクング現象が見られることも認められた。

7 おわりに

本研究により、山はねは、前項で要約したような特性を持つことが明らかになった。そして、AE計測の有用性も認められたことより、これを利用して山はねの予知あるいは制御を行い、円滑な施工と安全管理に資することが望まれる。

山はねの予知と制御に関しては、掘削地点での岩盤特性と初期地山の応力状態とともに切羽周辺の3次元的な応力ならびに変形状態を把握することが、まず必要と考えられる。また、直接的に山はねの前兆、例えば切羽の掘進に伴うその周辺および先進ボーリング孔での微小破壊を見つけることも必要となろう。

最後に、ここでの現場計測に際して多大な御援助をいただいた、日本鉄道建設公団新潟新幹線建設局大清水トンネル湯沢建設所ならびに大成建設の各位に感謝の意を表わします。

参 考 文 献

- 1) 茂木清夫 “A Eとしての地震—1980年伊豆半島東方沖地震を中心として”，第3回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集，1981
- 2) Schofield, B. H. “Research on the sources and characteristics of acoustic emission”, Acoustic Emission, ASTM STP505, 1972
- 3) Mason, W. P., H. J. McSkimin and W. Shockley, “Ultrasonic observation of twining in tin”, Phys. Rev. 73, 1948
- 4) Kaiser, J. V. “Knowledge and research on noise measurements during the tensile stressing of metals”, Arkiv für das Eisenhüttenwesen, 24, 1953
- 5) Green, A. T., C. S. Lockman and R. K. Steele “Acoustic verification of structural integrity of Polaris chambers”, Modern Plastics, Vol. 41, 1964
- 6) Gold, L. W. “The cracking activity in ice during creep,” Canadian Journal of Physics, Vol. 38, Sept., 1960
- 7) “Monitoring structural integrity by acoustic emission”, ASTM. STP571, 1975
- 8) Obert, L. “The microseismic method: discovery and early history”, Proc. 1st Conf. AE/MA in Geologic Structures and Materials, 1977.
- 9) “Proceedings of the first conference on acoustic emission/microseismic activity in geologic structures and materials”, Trans Tech Publications, 1977
- 10) Konstantinova, A. G. “Time distribution of elastic pulse energy during destruction of rocks”, Bull. Acad. Sci. VSSR, Ser, 1960
- 11) Konstantinova, A. G. “The connection between the energy of elastic pulses generated in the destruction of solid and the stress and dimension of the ruptures”, Bull. Acad. Sci. VSSR, Ser, 1962
- 12) Brown, J. W. and M. M. Singh “An investigation of microseismic activity in rock under tension”, Soc. Min. Engrs. Transactions, Sept., 1966
- 13) Hardy, Jr., H. R., R. Y. Kim, R. Stefanko and Y. J. Wang “Creep and microseismic activity in geologic materials”, Proc. 11th Symposium on Rock Mechanics, Berkley, 1969
- 14) Obert, L. “The microseismic method of predicting rock failure in underground mining, part I, general method”, V. S. Bur. Mines Rept. Inv. 3797, 1945
- 15) Obert, L. and W. I. Duvall, “Microseismic method of determining the stability of underground openings”, V. S. Bur. Mines Bull. 573, 1957
- 16) Vinogradov, S. D. “Acoustical observations in shafts of the Kizelsk coal basin”, Bull. Acad. Sci. VSSR, Geophys, Ser., 1956
- 17) Vinogradov, S. D. “Acoustical observations in the Kizelsk coal basin mines”, Bull. Acad. Sci.

- VSSR, Geophys, Ser., 1957
- 18) Vinogradov, S.D. "Elastic impulses originating in a a massif under pressure", Bull. Acad. Sci. VSSR, Geophys, Ser., 1959
 - 19) Knill, J.L., J.A. Franklin and A.W. Malone "A study of acoustic emission from stressed rock", Int. J. Rock Meck. Min. Sci., Vol. 5, 1968
 - 20) Nagumo, S. and K. Hoshino "Occurrence of micro-fracturing shocks during rock deformation with a special reference to activity of earthquake swarms", Bull. Earthq. Res. Ins., Vol. 45, 1967
 - 21) Mogi, K. "Study of elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relations to earthquake phenomena", Bull. Earthq. Res. Ins., Vol. 40, 1962
 - 22) Armstrong, B.H. "Acoustic emission prior to rock bursts and earthquakes", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 59, No. 3, 1963
 - 23) "地震学会講演予稿集", 東京工大, 5月, 1979
 - 24) Rüsçh, V.H. "Physical problems in the testing of concrete" Zement-Kalk-Gips, 12, 1959
 - 25) L'Hermite, R.G. "Volume changes of concrete", Proc. 4th Int. Sym. on Chemistry of Cement, II, National Bureau Standard, Washington D.C., 1960
 - 26) Robinson, G.S. "Method of detecting the formation and propagation of microcracks in concrete", Proc. Int. Conf. on the Structure of Concrete and its Behavior under Load, London, 1965
 - 27) 横道英雄, 池田郁雄, 松岡健一 "コンクリートにひびわれが生じるときの弾性波の伝達現象について", セメント・コンクリート, No.212, 1964
 - 28) Wells, D. "An acoustic apparatus to record emissions from concrete under strain", Nuclear Engineering and Design, 12, 1970
 - 29) 明石外世樹 "コンクリートの非破壊試験(I), (II)", 材料, 第28巻, 第313号, 314号, 1979
 - 30) "Acoustic emission", ASTM STP505, 1972
 - 31) "Acoustic emission", Applied Science Publishers, 1976
 - 32) "Acoustic emission monitoring of pressurized systems", ASTM STP697, 1979
 - 33) "The 1st acoustic emission symposium", Tokyo, 1972
 - 34) "The 2nd acoustic emission symposium", Tokyo, 1974
 - 35) "The 3rd acoustic emission symposium", Tokyo, 1976
 - 36) "The 4th acoustic emission symposium", Tokyo, 1978
 - 37) "The 5th acoustic emission symposium", Tokyo, 1980
 - 38) "第1回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集", 1977
 - 39) "第2回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集", 1979
 - 40) "第3回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集", 1981

- 41) Miyata N., H. Minakuchi and H. Jinno "Study on the interaction of a moving crack front with an inhomogeneity by means of acoustic emission", Proc. 23rd Japan Congr. Mat. Res., 1980
- 42) Tatro, C. A. "Experimental considerations for acoustic emission testing", Material Research and Standards, March, 1971
- 43) 小林昭一, 大津政康 "アコースティック・エミッションのコンクリート工学への応用", コンクリート工学, Vol.16, No. 7, 1978
- 44) Tatro, C. A. "Design criteria for acoustic emission experimentation", ASTM STP505, 1972
- 45) Redwood, M. "Transient performance of a piezoelectric transducer", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 33, No. 4, 1961
- 46) Dunegan, H. L. And A. T. Green "Factors affecting acoustic emission response from materials", Material Research and Standards, March, 1971
- 47) Hardy, Jr., H. R. "Application of acoustic emission techniques to rock mechanics research", ASTM, STP505, 1972
- 48) Hsu, N. N. and S. C. Hardy "Experiments in acoustic emission waveform analysis for characterization of AE sources, sensors and structures", Elastic Waves and Nondestructive Testing of Materials, ASME, AMD-Vol. 29, 1978
- 49) Wu, F. T., L. Thomsen "Microfracturing and deformation of Westerly granite under creep condition", Int. J. Rock Mech. Min. Sci. S Geomech. Abstr., Vol. 12, 1975
- 50) Harris, D. O. and R. L. Bell "The measurement and significance of energy in acoustic-emission testing", Experimental Mechanics, Sept., 1977
- 51) 山口楠雄, 市川初男, 嶋田淑男, 阿藤寿孝 "多チャンネル A E 標定システムの開発", 生産研究, 28巻, 3号, 1976
- 52) 尾上守夫, 高羽禎雄, 兼子隆, 仲佐博裕 "遠隔監視用 A E データ記録・送受システムの開発", 第2回 A E 総合コンファレンス論文集, 1979
- 53) 仲佐博裕 "検査・監視用マルチチャンネル A E 計測システムの開発", 第2回 A E 総合コンファレンス論文集, 1979
- 54) Pollock, A. A. "Acoustic emission, A review of recent progress and technical aspects", Acoustics and Vibration Progress, Vol. 1, chap. 2, 1974
- 55) Spanner, J. C. "Acoustic emission - applications and trends", Elastic Wave and Non-destructive Testings of Materials, ASME, AMD-Vol. 29, 1978
- 56) Morton, T. M., S. Smith and R. M. Harrington, "Effect of loading variables on the acoustic emissions of fatigue-crack growth", Experimental Mechanics, May, 1974
- 57) Carlyle, J. M. and W. R. Scott "Acoustic-emission fatigue analyzer", Experimental Mechanics October, 1976
- 58) Dilipkumar, D. and W. E. Wood "Acoustic-emission analysis of fracture toughness tests",

Experimental Mechanics, November, 1979

- 59) James, D. R. and S. H. Carpenter "Relationship between acoustic emission and dislocation kinematics in crystalline solids", J. Applied Physics, Vol. 42, No. 12, 1971
- 60) Tetelman, A. S. "Acoustic emission testing and microfracture process", Material Research and Standards, March, 1971
- 61) Atteridge, D. "Acoustic emission interpretation of ductile fracture process", Int. Jour. Fracture, Vol. 15, No. 6, 1979
- 62) 岸 輝雄 "A E による材料強度の評価 (I), (II)", 材料, 第29巻, 第323号, 324号 1980
- 63) Stephens, R. W. B. and A. A. Pollock "Waveforms and frequency spectra of acoustic emission", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 50, No. 3, 1971
- 64) 小林昭一 "岩質材料ならびにそれより成る系のゼイ性破壊規準に関する基礎的研究", 京都大学工学部学位論文, 1972
- 65) Barron, K. "Detection of fracture initiation in rock specimens by the use of a simple ultrasonic listening device", Int. J. Rock. Mech. Min. Sci., Vol. 8, 1971
- 66) Scholz, C. H. "Microfracturing and the inelastic deformation of rock in compression", J. Geophys. Res., Vol. 73, No. 4, 1968
- 67) Suzuki, T., et al. "A new approach to the prediction of failure by rock noise", 4th Int. Conf. Strata Control and Rock Mech., New York, 1964
- 68) Lockner, D. and J. Byerlee "Acoustic emission and creep in rock at high confining pressure and differential stress", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 67, No. 2, 1977
- 69) Koerner, R. M. and A. E. Lord, Jr. "Acoustic emission in medium plasticity clayey silt", Proc. ASCE, Vol. 98, No. SM1, Jan., 1972
- 70) Koerner, R. M., A. E. Lord, Jr. and W. M. McCabe "Acoustic emission behavior of cohesive solids", Proc. ASCE, Vol. 103, No. GT8, Aug., 1977
- 71) Koerner, R. M., A. E. Lord, Jr., W. M. McCabe and J. W. Curran "Acoustic emission behavior of granular solids", Proc. ASCE, Vol. 102, No. GT7, July, 1976
- 72) 谷本喜一, 野田 耕 "土のセン断中の A E に関する研究" 第 1 回 A E 総合コンファレンス 論文集, 1977
- 73) Hardy, Jr., H. R. "Evaluating the stability of geologic structure using acoustic emission", ASTM, STP571, 1975
- 74) Hooker, V. E., F. Leighton and B. J. Steblay "Microseismic investigations in coal mines", Mining Congress Journal, Oct., 1974
- 75) Brady, B. T. "Seismic precursors before rock failure in mines", Nature, Vol. 252, No. 12, 1974
- 76) Obert, L. and W. I. Duvall "Seismic method of detecting & delineating subsurface subsidence", V. S. Bur. Min. Rept. Inv., 5882, 1962
- 77) 渡 正亮, 板垣 治 "微小音による岩盤地すべり予知手法についての予備実験", 土木

技術資料, 17 - 2, 1975

- 78) Koerner, R. M. and A. E. Lord, Jr. "Acoustic emission monitoring of earth dam stability", Water Power & Dam Construction, April, 1976
- 79) Zoback, M. D., F. Rummel, R. Jung, and C. B. Raleigh "Laboratory hydraulic fracturing experiments in intact and pre-fractured rock", Int. J. Rock Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr., Vol. 14, 1977
- 80) "Proceedings of the second conference on acoustic emission / microseismic activity in geologic structures and materials", Trans Tech Publications, 1980
- 81) 大平貴規, 岸 輝雄 "高力アルミニウム合金の破壊に伴う A E の原波形解析", 第 3 回 アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集, 1981
- 82) 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康 "コンクリート構造物のアコースティック・エミッション特性に関する基礎的研究", 土木学会論文報告集, 第261号, 1977
- 83) McCabe, W. M., R. M. Koerner and A. E. Lord., Jr. "Acoustic emission behavior of concrete laboratory specimens", ACI Journal, July, 1976
- 84) Goodman, R. E. "Subaudible noise during compression of rocks", Geol. Soc. Am. Bull., Vol. 74, 1963
- 85) Kanagawa, T., M. Hayashi and H. Nakasa "Estimation of spatial geo-stress components in rock samples using the Kaiser effect of acoustic emission", The 3rd Acoustic Emission Symposium, Tokyo, 1976
- 86) Yoshikawa, S. and K. Mogi "Kaiser effect of acoustic emission in rocks - influences of water and temperature disturbances -", The 4th Acoustic Emission Symposium, Tokyo, 1978
- 87) Kobayashi, A. S., N. M. Haukins, Y-LA. Chan and I-J. Lin "A feasibility study of detecting reinforcing-bar debonding by acoustic emission technique", Experimental Mechanics, Sept., 1980
- 88) 中川浩二 "圧縮荷重下でのコンクリートの破壊機構に関する研究", 京都大学工学部学位論文, 1973
- 89) Dilipkumar, D., V. S. R. Gudimelta and W. E. Wood "Amplitude - distribution analysis of acoustic emission", Experimental Mechanics, Decem., 1979
- 90) Nakamura, Y., C. L. Veach and B. O. McCauley "Amplitude distribution of acoustic emission signals", ASTM, STP505, 1972
- 91) Nishida, R. "Variation of the parameter "m" in the Ishimoto - Iida's relation on the the Matsushiro earthquake swarm", Zisin [ii], Vol. 23, 1970
- 92) Vinogradov, S. D. "Experimental study of the distribution of the number of fractures in respect to the energy liberated by the destruction of rocks", Bull. Acad. Sci. VSSR Geophys. Ser., 1962
- 93) Vinogradov, S. D. "Acoustic observations of rock bursts in the Anna lead mine", Bull. Acad.

- Sci. VSSR Geophys. Ser., 1963
- 94) Scholz, C. H. "The frequency – magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes", Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 58, No. 1, 1968
 - 95) Mogi, K. "Magnitude – frequency relation for elastic shocks accompanying fractures of various materials and some related problems in earthquakes", Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 40, 1962
 - 96) Byerlee, J. D. and L. Peselnick "Elastic shocks and earthquakes", Naturwissenschaften, 57, Jg., Heft 2, 1970
 - 97) Weeks, J., D. Lockner and J. Byerlee "Change in b-values during movement on cut surface in granite", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 68, No. 2, 1978
 - 98) Otuka, M. "A simulation of earthquake occurrence", Zisin [ii], Vol. 24, 1971 ~ Vol. 25, 1972.
 - 99) 石原藤次郎 "水工水理学", 丸善, 1972
 - 100) Saito, M., M. Kikuchi and K. Kudo "Analytical solution of "Go-game model" of earthquake", Zisin [ii], Vol. 26, 1973
 - 101) 横堀武夫 "材料強度学", 技報堂, 1955
 - 102) Volkov, S. D. "Statistical strength theory", Gordon and Brech Science Publishers, New York, 1962
 - 103) Sano, O. "Fundamental study on the mechanism of brittle fracture of rocks", Dr. S. Thesis, Kyoto University, 1978
 - 104) Mogi, K. "Source locations of elastic shocks in the fracturing process in rocks", Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 46, 1968
 - 105) Scholz, C. H. "Experimental study of the fracturing process in brittle rock", J. Geophys. Res., Vol. 73, No. 4, 1968
 - 106) Byerlee, J. D. and D. Lockner "Acoustic emission during fluid injection into rock", Proc. 1st Conf. AE/MA in Geol. Str. Mat., 1977
 - 107) Lockner, D. and J. Byerlee "Acoustic emission and fault formation in rocks", Proc. 1st Conf. AE/MA in Geol. Str. Mat., 1977
 - 108) 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康 "アコースティック・エミッションによる破壊源探査", 土木学会論文報告集, 第276号, 1978
 - 109) Cete, A. "Seismic source location in the Ruhr district", Proc. 1st Conf. AE/MA in Geol. Str. Mat., 1977
 - 110) Leighton, F. and W. I. Duvall "A least square method for improving the source location of rock noise", BuMines Rep. Inv. RI7626, 1972
 - 111) Miller, W. and S. T. Harding "Error analysis of a five station P-wave location technique", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 62, No. 4, 1972
 - 112) Nur, A. "Effects of stress on velocity anisotropy in rocks with cracks", J. Geophys. Res., Vol. 76, No. 8, 1971

- 113) Rothman, R. L., R. J. Greenfield and H. R. Hardy, Jr. "Errors in hypocenter location due to velocity anisotropy", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 64, No. 6, 1974
- 114) Salamon, M. D. G. and G. A. Wiebols "Digital location of seismic events by an underground network of seismometers using the arrival times of compressional waves", *Rock Mechanics*, 6, 1974
- 115) Sano, O "A note on the sources of acoustic emissions associated with subcritical crack growth", *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 18, 1981
- 116) 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康 "アコースティック・エミッションのコンクリート工学への適用", 第1回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集, 1977
- 117) 大津政康 "コンクリート材料におけるA Eの発生機構と波動の解析について", *NDI*, 006特別研究委員会資料, No. 006-5, 1981
- 118) Niwa, Y., S. Kobayashi and M. Ohtsu "Source mechanisms and wave motions of acoustic emission in rock-like materials", *Proc. 3rd Conf. AE/MA in Geol. Stru. Mat.*, 1981
- 119) 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康 "コンクリート材料におけるA Eの波動特性に関する基礎的考察", 第2回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集
- 120) 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康 "コンクリート材料におけるA Eの波形解析と発生機構," 第3回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集
- 121) Gillis, P. P. "Dislocation mechanics as possible sources of acoustic emission", *Mat. Res. Stand.*, Vol. 11, No. 3, 1971
- 122) Frederick, J. R. and D. K. Felbek "Dislocation motions as a source of acoustic emission", *ASTM*, STP505, 1972
- 123) Speich, G. R. and R. M. Fisher "Acoustic emission during martensite formation", *ASTM* STP505, 1972
- 124) 佐藤泰夫 "弾性波動論", 岩波書店, 1978
- 125) 羽田野 甫 "アコースティック・エミッション", *応用物理*, Vol. 44, 1975
- 126) Pao, Y. H. "Theory of acoustic emission", *Elastic Waves and Nondestructive Testing of Materials*, ASME, AMD-Vol. 29, 1978
- 127) "Elastic waves and non-destructive testing of materials", *ASME*, AMD-Vol. 29, 1978
- 128) Pao, Y. H., R. R. Gazewski and A. N. Ceranoglu "Acoustic emission and transient waves in an elastic plate", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 65, No. 1, 1979
- 129) Love, A. E. H. "A treatise on the mathematical theory of elasticity", *Dover*, 1944
- 130) 本多弘吉 "地震波動", 岩波書店, 1954
- 131) Aki, K. and P. G. Richards "Quantitative seismology Theory and method, volume I", *W. H. Freeman and Company*, San Francisco, 1980
- 132) Eringen, A. C. and E. S. Suhubi "Elastodynamics, Volume II Linear theory", *Academic Press*, 1975

- 133) Burridge, R. and L. Knopoff "Body force equivalents for seismic dislocations", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 54, No. 6, 1964
- 134) Wheeler, L. T. and E. Sternberg "Some theorems in classical elastodynamics", *Arch. Ratio. Mech. Anal.*, Vol. 31, 1968
- 135) Shaw, R. P. "Boundary integral equation methods applied to wave problems", *Developments in Boundary Element Methods* — 1, Chap. 6, Applied Science Publishers LTD, 1979
- 136) Aki, K. and P. G. Richards "Quantitative seismology Theory and method, volume II", W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1980
- 137) Lamb, H. "On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid", *Philos. Trans. Roy. Soc.*, A203, 1904
- 138) Pekeris, C. L. "The seismic surface pulse", *Geophysics*, Vol. 41, 1955
- 139) Pekeris, C. L. "The seismic buried pulse", *Geophysics*, Vol. 41, 1955
- 140) Pekeris, C. L. and H. Lifson "Motion of the surface of a uniform elastic half-space produced by a buried pulse", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 29, No. 11, 1957
- 141) Johnson, L. R. "Green's function for Lamb's problem", *Geophys. J. R. astr. Soc.* Vol. 37, 1974
- 142) Helmberger, D. V. and D. G. Harkrider "Modeling earthquakes with generalized ray theory", *Proc. IUTAM Symposium on Modern Problems in Elastic Propagation*, 1978
- 143) Pao, Y. and R. G. Gajewski "The generalized ray theory and transient response of layered elastic solid", *Physical Acoustics*, 13, Academic Press, 1977
- 144) Y. C. ファン "固体の力学/理論", 培風館, 1970
- 145) Graff, K. F. "Wave motion in elastic solids", Clarendon Press, Oxford, 1975
- 146) Mooney, H. M. "Some numerical solutions for Lamb's problem", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 64, No. 2, 1974
- 147) Richards, R. G. "Elementary solutions to Lamb's problem for a point source and their relevance to three-dimensional studies of spontaneous crack propagation", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 64, 1979
- 148) Maruyama, T. "On force equivalents of dynamical elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism", *Bull. Earthq. Res. Ins.*, Vol. 41, 1963
- 149) Haskell, N. A. "Elastic displacements in the near-field of a propagating faults", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 59, 1969
- 150) 金森博雄 "地震の物理", 岩波講座 地球科学 8, 岩波書店 1978
- 151) 近藤次郎 "フーリエ変換とその応用", 培風館, 1975
- 152) Leblac, G. "Truncated crustal transfer functions and fine crustal structure determination", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 57, No. 4, 1967
- 153) K. Kasahara "Radiation mode of S waves from a deep-focus earthquake as derived from observations", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 53, No. 3, 1963

- 154) Kawasaki, I. and T. Tanimoto "Radiation patterns of body waves due to the seismic dislocation occurring in an anisotropic source medium", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 71, No. 1, 1981
- 155) Fara, H. D. and A. E. Scheidegger "An eigenvalue method for the statistical evaluation of fault plane solutions of earthquakes", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 53, No. 4, 1963
- 156) Kasahara, K. "Computer program for a fault-plane solution", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 53, No. 1, 1963
- 157) Khattri, K. "An optimal strategy for searching the best fault-plane solution using wave — amplitude data", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 67, No. 5, 1977
- 158) Greenfield, R. J. "Amplitudes and spectra from underground sources", Proc. 1st Conf. AE/MA in Geolo. Stru. Mat., 1977
- 159) Anderson, J. G. "Motions near a shallow rupturing fault : evaluation of effects due to the free surface", Geophys. J. R. astr. Soc., Vol. 46, 1976
- 160) Burridge, R., E. R. Lapwood and L. Knopoff "First motions from seismic sources near a free surface", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 54, No. 6, 1964
- 161) Wilson, G. H. and C. T. Herakovich "Application of a microprocessor for aquisition of load, strain and acoustic—emission data", Experimental Mechanics, March, 1976
- 162) 小林昭一 "圧縮によるぜい性き裂の発生と伝ば", 材料, 第20巻, 第209号, 1971
- 163) Konstantinova "The shape of elastic pulses accompanying rock breaking", Bull. Acad. Sci. VSSR Geophys., Ser., 1959
- 164) Chugh, Y. P., H. R. Hardy, Jr. and R. Stefanko "An investigation of the frequency spectra of microseismic activity in rock under tension", Proc. 10th Rock mech. Sympo., May, 1968
- 165) Fertis, D. G. "Concrete material response by acoustic spectra analysis", Proc. JSCE, Vol. 102, No. ST2, 1976
- 166) Criswell, D. R., J. F. Lindsay and D. L. Reasoner "Seismic and acoustic emission of a booming dume", J. Geophys. Res., vol. 80, No. 35, 1975
- 167) 谷川恭雄, 山田和夫, 桐山伸一 "コンクリートのアコースティック・エミッションの周波数特性", 第2回コンクリート工学年次講演会講演論文集, 1980
- 168) Beattie, A. G. "An analysis of the frequency and energy characteristics of acoustic-emission signals from tensile and structural test", Society for Experimental Stress Analysis, Spring meeting, May, 1975
- 169) Graham, L. J. and G. A. Alers "Acoustic emission in the frequency domain", ASTM, STP571, 1975
- 170) Hatano, H. "Quantitative measurements of acoustic emission related to its microscopic mechanisms", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 57, No. 3, 1975
- 171) Hatano, H. and E. Mori "Acoustic-emission transducer and its absolute caribration", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 59, No. 2, 1976

- 172) Beattie, A. G. "Characteristics of acoustic emission signals generated by a phase transition", Proc. Ultrasonics Symposium, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 1972
- 173) Pardee, W. J. and L. J. Graham "Frequency analysis of two types of simulated acoustic emissions", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 63, No. 3, 1978
- 174) Kline, R. A., R. E. Green, Jr. and C. H. Palmer "A comparison of optically and piezoelectrically sensed acoustic emission signals", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 64, No. 6, 1978
- 175) Onoe, M. and H. Jumonji "Useful formulas for piezoelectric ceramic resonators and their application to measurement of parameters", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 41, No. 4, 1967
- 176) Redwood, M. "Piezoelectric generation of an electrical impulse", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 33, No. 10, 1961
- 177) 川端 昭 "超音波圧電振動子とその応用 (I)", 材料, 第22巻, 第232号, 1973
- 178) Deresiewicz, H. and R. D. Mindlin "Axially symmetric flexural vibrations of a circular disk", Trans. ASME, J. Appl. Mech., March, 1955
- 179) Aggarwal, R. R. "Axially symmetric vibrations of a finite isotropic disk I, II, III, IV", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 24~26, 1952~54
- 180) Omata, S. and S. Morita "Horizontal resonant frequencies of vibration pickup on soil surface", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 66, No. 4, 1979
- 181) Krenk, S. and H. Schmidt "Vibration of an elastic circular plate on an elastic half space — a direct approach", Trans. ASCE, J. Appl. Mech. Vol. 48, 1981
- 182) 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康, 奥田和男 "アコースティック・エミッションの周波数特性に関する考察", 土木学会論文報告集, 第314号, 1981
- 183) Show, A. G. "On the resonant vibrations of thick barium titanate disks", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 28, No. 1, 1956
- 184) Allik, H. and T. J. R. Hughes "Finite element method for piezoelectric vibration", Int. J. Num. Mech. Eng., Vol. 2, 1970
- 185) Allik, H. and K. M. Webman "Vibrational response of sonar transducers using piezoelectric finite elements", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 56, No. 6, 1974
- 186) 大崎順彦 "地震動のスペクトル解析入門", 鹿島出版会, 1976
- 187) Liu, S. "An approach to time-varying spectral analysis", Proc. ASCE, EM1, 1972
- 188) 日野幹雄 "スペクトル解析", 朝倉書店, 1977
- 189) Niwa, Y., S. Kobayashi and M. Ohtsu "Frequency analysis of acoustic emission", Proc. 23rd Japan Congr. Mat. Res., 1980
- 190) Haskell, N. A. "Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagation faults", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 54, No. 6, 1964
- 191) Haskell, N. A. "Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagation faults part II. a statistical source model", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 56, No. 1, 1966

- 192) Niazi, M. "Earthquake source dynamics from farfield amplitude and phase spectra of body waves", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol.37, 1974
- 193) 金子勝比古, 伊藤一郎 "岩石内に発生するマイクロフラクチャーに関する研究", *材料*, 第26巻, 第285号, 1977
- 194) 栗田 敬, 角田 衛, 柳谷 俊, 江原昭次 "岩石 A E の周波数成分について", 第3回 アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集, 1981
- 195) Savage, J. C. "Spectra of S waves radiated from bilateral fracture", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.57, No.1, 1967
- 196) 大内 徹, 南雲昭三郎 "Maximum Entropy Method の地震波解析への応用", *地震研究所彙報*, 第50巻, 1975
- 197) Lacoss, P. T. "Data adaptive spectral analysis methods", *Geophysics*, Vol.36, No. 4, 1971
- 198) 日野幹雄 "MEM: 最大エントロピー法による新しいスペクトルの計算法", *土木学会誌*, 第61巻, 7月号, 1976
- 199) 北村泰寿, 金好昭彦 "MEM スペクトル計算上の問題点", *土木学会誌*, 第63巻, 11月号, 1978
- 200) Futterman, W. I. "Dispersive body waves", *J. Geophys. Res.*, Vol.67, No.13, 1962
- 201) Knopoff, L. "The seismic pulse in materials possessing solid friction, II: Lamb's problem", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 49, No. 4, 1959
- 202) Knopoff, L. and L. D. Porter "Attenuation of surface waves in a granular material", *J. Geophys. Res.*, Vol.68, No. 23, 1963
- 203) 菊池正幸 "インパルス応答の推定方法とその応用", *地震*, [ii], 第30巻, 1977
- 204) Achenbach, J. D. and J. G. Harris "Acoustic emission from a brief crack propagation event", *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, Vol.46, 1979
- 205) Ceranoglu, A. N. and Y. H. Pao "Propagation of elastic pulses and acoustic emission in a plate. part 1: theory", *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, Vol.48, 1981
- 206) Ceranoglu, A. N. and Y. H. Pao "Propagation of elastic pulses and acoustic emission in a plate. part 2: epicentral responses", *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, Vol.48, 1981
- 207) Ceranoglu, A. N. and Y. H. Pao "Propagation of elastic pulses and acoustic emission in a plate. part 3: general responses", *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, Vol.48, 1981
- 208) Egle, D. E. "A stochastic model for transient acoustic emission signals", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.65, No. 5, 1979
- 209) 岸 輝雄, 大野一生 "A E の原波形解析による微視割れの動的過程の解明", 第1回破壊力学シンポジウム論文集, 1981
- 210) Fujii, K., Y. Nakayama and M. Nakano "A seismic model study of elastic radiations from spherical wave-sources", *Zisin*, [ii], Vol. 30, 1977
- 211) Pardee, W. J. "Acoustic emission and the plate Green's function", *J. Math. phys.*, Vol.18, No. 4, 1977

- 212) 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康 “アコースティック・エミッションの発生機構に関する考察”, 土木学会論文報告集, 第314号, 1981
- 213) Goodier, J.N., W.E. Jahsman and E.A. Ripperger “An experimental surface-wave method for recording force-time curve in elastic impacts”, Trans. ASME, J. Appl. Mech., March, 1959
- 214) Goodier, J.N. and E.A. Ripperger “Response of a slab to impact. transition from surface wave to flexural behavior”, Trans. ASME, J. Appl. Mech., March, 1959
- 215) Mooney, H.M. “The seismic wave system from a surface impact”, Geophysics, Vol. 41, No. 2, 1976
- 216) Brechenridge, F.R., C.E. Tschiegg and M. Greenspan “Acoustic emission : some application of Lamb's problem”, J. Acoust. Soc. Am., Vol.57, No. 3, 1975
- 217) Lord, Jr., A.E. “Acoustic emission — an update”, Physical Acoustics, Vol.15, chap. 4, 1981
- 218) Brechenridge, F. R. and M. Greenspan “Surface — displacement: absolute measurements using a capacitive transducer”, J. Acoust. Soc. Am, Vol.69, 1981
- 219) Hartzell, S.H., G.A. Frazier and J.N. Brune “Earthquake modeling in a homogeneous half-space”, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 68, No. 2, 1978
- 220) Geller, R.J. “Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes”, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.66, 1976
- 221) Helmberger, D.V. and D.M. Hadley “Seismic source functions and attenuation from local and teleseismic observations of the NTS events Jorum and Handley”, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.71, No.1, 1981
- 222) Ben-Menahem, A. and M.N. Toksöz “Source mechanism from the spectra of long-period seismic surface waves 2. the Kamchatka earthquake of November 4, 1952”, J. Geophys. Res., Vol.68, 1963
- 223) Niwa, Y., M. Ohtsu and H. Shiomi “Waveform analysis of acoustic emission in concrete”, the Memoires of the Faculty of Engineering, Kyoto University, Vol. 43, part 4, 1981
- 224) Houghton, J.R., M.A. Townsend and P.F. Packman “The application of a time domain deconvolution technique for identification of experimental acoustic-emission signals”, Experimental Mechanics, Vol.18, No. 6, 1978
- 225) Houghton, J.R., M.A. Townsend and P.F. Packman “Optimal design and evaluation criteria for acoustic emission pulse signature analysis”, J. Acoust. Soc. Am., Vol.61, No. 3, 1977
- 226) Ulrych, T. J. “Application of homomorphic deconvolution to seismology”, Geophysics, Vol.36, No. 4, 1971
- 227) Bakun, W. H. and L.R. Johnson “The deconvolution of teleseismic P waves from explosions MILROW and CANKIN”, Geophys. J. R. astr. Soc., Vol.34, 1973
- 228) Ulrych, T.J., O.G. Jensen, R. M. Ellis and P.G. Somerville “Homomorphic deconvolution of some teleseismic events”, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.62, No. 5, 1972

- 229) Delves, L. M. and J. Walsh "Numerical solution of integral equations", Clarendon Press, Oxford, 1974
- 230) 日高孝次 “数値積分法”，現代工学社，1974
- 231) Baker, C. T. H. "The numerical treatment of integral equations", Clarendon Press, Oxford, 1977
- 232) Ko, H. and R. F. Scott "Deconvolution techniques for linear systems", Bull. Seism. Soc. Am., Vol.57, No. 6, 1967
- 233) Walter, P. L. "Deconvolution as a technique to improve measurement - system data integrity", Experimental Mechanics, August, 1981
- 234) Langston, C. A. "Source inversion of seismic waveforms: the Koyna, India, earthquakes of 13 September, 1967", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 71, No. 1, 1981
- 235) Stump, B. W. and L. R. Johnson "The determination of source properties by the linear inversion of seismograms", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 67, No. 6, 1977
- 236) Molnar, P., B. E. Tucker, and J. N. Brune "Corner frequencies of P and S waves and models of earthquake sources", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 63, No. 6, 1973
- 237) Aki, A. "Scaling law of seismic spectrum", J. Geophys. Res. Vol. 72, 1967
- 238) Boatwright, J. "A spectral theory for circular seismic sources; simple estimation of source dimension, dynamic stress drop, and radiated seismic energy", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 70, No. 7, 1980
- 239) Knopoff, L. and J. O. Mouton "Can one determine seismic focal parameters from the far-field radiation?", Geophys. J. R. astr. Soc., Vol. 42, 1975
- 240) 柴田 守, 文 美蓮, 小野桓司 “鉄—ニッケル合金の磁気弾性的 A E”，第 3 回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集，1981
- 241) 丹羽義次, 小林昭一, 下河内 稔, 福井卓雄, 大津政康 “山はねの発生機構に関する一考察”，第 5 回岩の力学国内シンポジウム論文集，1977
- 242) 磯部俊郎, 亀田郁郎, 森訓保, 後藤隆司, 佐藤一彦 “採炭領域における山鳴の計測”，第 5 回岩の力学国内シンポジウム論文集，1977
- 243) 丹羽義次, 小林昭一, 福井卓雄 “積分方程式法による空洞周辺の三次元応力解析”，土木学会論文報告集，第 266 号，1977

